2080

THESE

PRESENTEE

A L'UNIVERSITE DE PARIS SUD

CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR LE TITRE DE DOCTEUR 3ÈME CYCLE
SPECIALITE : PHYSIQUE DES GAZ ET DES PLASMAS)

PAR

GERARD GOUSSET

SUJET DE LA THESE : INFLUENCE DES COLLISIONS INELASTIQUES NEUTRE-NEUTRE SUR LES CARACTERISTIQUES D'UNE VAPEUR IONISEE DE CESIUM HORS EQUILIBRE THERMODYNAMIQUE.

SOUTENUE LE 13 MAI 1976, DEVANT LA COMMISSION D'EXAMEN

MM.	J.L. DELCROIX	PRESIDENT
	G. CHAPELLE	
	A. RICARD	EXAMINATEURS
	B. SAYER	

THESE

PRESENTEE

A L'UNIVERSITE DE PARIS SUD

CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR LE TITRE DE DOCTEUR 3ÈME CYCLE
SPECIALITE : PHYSIQUE DES GAZ ET DES PLASMAS)

PAR

GERARD GOUSSET

SUJET DE LA THESE : INFLUENCE DES COLLISIONS INELASTIQUES NEUTRE-NEUTRE SUR LES CARACTERISTIQUES D'UNE VAPEUR IONISEE DE CESIUM HORS EQUILIBRE THERMODYNAMIQUE.

SOUTENUE LE 13 MAI 1976, DEVANT LA COMMISSION D'EXAMEN

MM.	J.L. DELCROIX	PRESIDENT
	G. CHAPELLE	
	A. RICARD	EXAMINATEURS
	B. SAYER	

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

REMERCIEMENTS

Je remercie Monsieur MANUS de m'avoir accueilli au Service de Physique Atomique de Saclay.

J'exprime ma gratitude à Monsieur BERLANDE de m'avoir accepté dans son groupe de recherche et m'avoir prodigué ses conseils.

J'adresse mes remerciements les plus chaleureux à Monsieur SAYER qui a dirigé ce travail et qui m'a fait bénéficier de son expérience de la recherche.

Je tiens à remercier Monsieur LOZINGOT et Monsieur FERRAY pour leur aide suivie, Monsieur AHRWEILLER pour la réalisation de l'alimentation pulsée qui m'a permis un certain nombre d'expériences sur les postdécharges, et enfin Monsieur FELIX pour son aide dans le domaine de l'informatique pour le traitement des données.

Je remercie Madame BONGUET qui a dactylographié rapidement et avec soin cette thèse.

Je suis reconnaissant à Monsieur RICARD pour l'intérêt qu'il a porté à ce travail au cours de discussions fructueuses et je le remercie ainsi que Monsieur CHAPELLE et Monsieur SAYER d'avoir bien voulu faire partie de mon jury.

Je remercie Monsieur DELCROIX d'avoir accepté de présider ce jury.

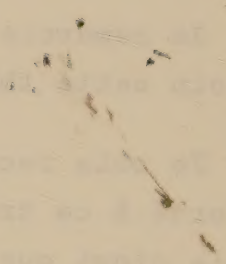


TABLE DES MATIERES

Pages

Chapitre I - INTRODUCTION 1

Chapitre II - ECARTS A L'EQUILIBRE THERMODYNAMIQUE 5

A. Rappels 5

1. Equilibre thermodynamique 5
2. Remarques sur la notion de température 6
3. Condition d'obtention de l'E.T.L..... 6

B. Ecarts à l'équilibre thermodynamique dans les plasmas en régime stationnaire 7

1. Causes 7
2. Effets 8
3. Résultats en césium pur 10
4. Comparaison modèle-expérience 11

Chapitre III - DISPOSITIF EXPERIMENTAL : APPAREILLAGE, METHODES DE MESURE ET CONDITIONS DE DECHARGE 12

A. Appareillage 12

1. Tube à décharge 12
2. Matériel annexe 13
3. Appareillage de mesure 13

3.1. Système hyperfréquence 13
3.2. Système optique 14

B. Méthodes de mesures optiques 14

1. Mesure de la densité d'atomes de césium 14

Pages

2. Mesure des densités de population des niveaux excités . 17

2.1. Méthode 17
2.2. Etalonnage 17

3. Mesure de la température électronique 18

3.1. Rappel du principe de la mesure 18
3.2. Mise en application 19
3.3. Etalonnage 19
3.4. Estimation de l'incertitude sur les valeurs de T_e 20

C. Etude qualitative des décharges 20

1. Tension d'amorçage et d'entretien des décharges 20
2. Régime d'impureté 21
3. Spectroscopie des décharges 22

Chapitre IV - RESULTATS EXPERIMENTAUX 23

A. Décharge continue 23

1. Température électronique 23
2. Populations des niveaux excités 24
3. Variation du rapport des populations des niveaux $5D_{5/2}$ et $5D_{3/2}$ 26
4. Résumé 26
5. Résultats en césium-argon 27

a) Température électronique 27
b) Population du niveau 7F 28

B. Discussion des résultats obtenus dans les décharges continues 28

1. Comparaison avec des travaux antérieurs 28
2. Interprétation de nos résultats expérimentaux 29

C. Etude des postluminescences en mélange Cs-He 30

1. Répartition spatiale 31
2. Densité électronique 31
3. Température électronique 31
4. Coefficient de recombinaison 32
5. Discussion et remarques sur la décroissance de la densité électronique dans la postluminescence 36

D. Discussion générale des résultats expérimentaux 37

Pages

Chapitre V - CONCLUSION 40

Annexe I - REPARTITION SPATIALE 42

1. Rappel 42
2. Application 43

2.1. aux populations des niveaux excités 43
2.2. à la température électronique 43
2.3. à la densité électronique 43

Annexe II - VALIDITE DE LA METHODE DE MESURE DE LA TEMPERATURE ELECTRONIQUE 44

Annexe III - VARIATION DE LA DIFFUSION AVEC LA PRESSION D'HELIUM 47

Bibliographie 48

Figures 50

I. INTRODUCTION

Dans un plasma en équilibre thermodynamique (E.T.) les paramètres microscopiques, tels que les densités de population des niveaux excités, la densité et la température électroniques, se déduisent les uns des autres par les lois simples de Saha et de Saha-Boltzmann. Mais les plasmas de laboratoire sont rarement en équilibre thermodynamique. Il n'existe pas alors de lois simples liant les paramètres microscopiques entre eux.

En effet, pour que les plasmas restent en équilibre thermodynamique il faut que tous les processus microscopiques existant en leur sein soient réversibles. C'est le cas de tous les processus collisionnels inélastiques électroniques représentés par les réactions :

$$Cs^*(p) + e^- \rightleftarrows Cs^*(q) + e^-$$

et

$$Cs^*(p) + e^- \rightleftarrows Cs^+ + e^- + e^-$$

Par contre, la plupart des processus radiatifs, comme par exemple :

$$Cs^*(p) \longrightarrow Cs^*(q) + h\nu$$

ne seront pas réversibles car la photo-excitation est négligeable compte tenu des dimensions des plasmas de laboratoire (opacité). Il en sera de même des phénomènes de recombinaison aux niveaux des parois qui ne sont pas compensés par les phénomènes inverses d'ionisation.

De nombreux auteurs ont étudié les écarts à l'équilibre thermodynamique dans des décharges luminescentes. Sayer et al. [1] en particulier ont déterminé l'influence respective sur ces écarts, des proces-

sus collisionnels électron-atome, des pertes par rayonnement et des pertes de particules chargées par diffusion et recombinaison sur les parois. Notamment, ils ont montré qu'un modèle numérique permettait de rendre compte des observations faites sur des décharges continues dans de la vapeur de césium. Ils ont montré le rôle important des processus de diffusion et de recombinaison à la paroi.

Ils ont aussi montré que les collisions inélastiques neutre-neutre pouvaient être négligées devant les collisions inélastiques électron-atome excité dans les conditions expérimentales choisies (la densité de césium était inférieure ou égale à 10^{15} cm^{-3}). Or, pour de plus fortes densités d'atomes, des travaux récents, dont ceux de Pimbert [2] et Cuvellier et al. [3] conduisent à penser que ces collisions neutre-neutre pouvaient être non négligeables. Pour connaître leur rôle dans un plasma, il nous fallait augmenter le rapport de densité de neutres à celle des électrons (N/ne). Par ailleurs, on sait qu'à forte pression de césium il se forme des agrégats ioniques qui rendent les observations difficilement interprétables. Pour éviter cette situation nous avons été amenés à introduire un gaz chimiquement neutre et plus difficile à exciter que le césium afin qu'il reste dans son fondamental. Notre choix s'est porté sur l'hélium qui a une première énergie d'excitation (19 eV) beaucoup plus grande que l'énergie d'ionisation du césium (3,9 eV). De plus les sections efficaces de collisions inélastiques hélium-césium sont grandes par rapport à celles des autres gaz rares [2].

Des études sur des décharges dans ces mélanges alcalin-gaz rare ont été réalisées par Morgulis et Polushkin [4], Gridneva et Kasabov [5]. Pour le premier de ces travaux réalisés dans des décharges en mélange Cs (ou K) - He (ou Ar), dans des conditions de pression très voisines des nôtres (quelques dizaines de torr de gaz rare), mais pour des densités électroniques supérieures à 5.10^{13} cm^{-3} (supérieures à celles que nous avons obtenues), la conclusion est que les caractéristiques de la décharge (Te et n_e) ne varie pas avec l'addition de gaz rare. Pour Gridneva et Kasabov [5], leurs travaux ont porté sur les populations de niveaux excités pour des densités électroniques supérieures à 10^{13} cm^{-3}. Compte tenu des corrections proposées par Vorobev et A.I. Gleizer [6], aucune modification de ces populations pour les mélanges alcalin-gaz rare n'est observée par rapport au césium pur. La conclusion générale de ces travaux est que la présence du gaz rare ne modifie pas les caractéristiques du gaz ionisé.

Par contre, on peut penser que pour des rapports N_{GR}/Ne (densité de gaz rare sur celle des électrons) supérieurs à ceux considérés par les auteurs précédents, le rôle du gaz rare peut ne plus être négligeable.

Avant de présenter le plan de notre exposé nous devons signaler les travaux de H. Van Tangeren [25] sur les mélanges alcalin-gaz rare bien qu'ils aient été faits dans une optique différente de la nôtre (étude du rendement lumineux d'une lampe à alcalin).

Comme cela avait été fait en [1], notre étude expérimentale a porté sur les écarts aux lois de Saha et de Saha Boltzmann en fonction de la pression d'hélium et de la densité électronique (inférieure aux densités électroniques mesurées par [4] et [5]).

Dans un premier temps nous préciserons la notion d'équilibre thermodynamique et les causes des écarts aux lois de Saha et de Saha-Boltzmann. Nous illustrerons cette discussion par des résultats obtenus en césium pur [1].

Ensuite nous présenterons le dispositif expérimental, les appareils et les méthodes de mesures employés dans notre étude avant de décrire l'aspect des décharges.

Puis nous exposerons nos résultats obtenus dans des décharges stationnaires en césium-hélium où seul le premier gaz est excité et ionisé. Dans le cas du césium pur, la diffusion ambipolaire était la cause prédominante des écarts à l'équilibre. Or la présence de l'hélium diminue cette diffusion. Ce qui devrait donc réduire les écarts à l'E.T. Nous verrons que bien au contraire nous constatons une forte augmentation de ces écarts.

Nous avons interprété ces résultats comme un effet de "recombinaison" induit par l'hélium. Pour tenter de mesurer un coefficient de recombinaison relatif au gaz rare, nous avons étudié les postluminescences dans un mélange césium-hélium ($N_{Cs} = 10^{15}$ cm^{-3}, $p_{He} = 60$ torr) en nous attachant à la mesure des décroissances de la densité électronique et de la température électronique.

Les premiers résultats obtenus seront présentés dans le cadre de ce travail et discutés par rapport à des résultats antérieurs [7] et [8] et par rapport à ceux des régimes stationnaires.

Par ailleurs nous présenterons quelques expériences effectuées en régime continu dans des mélanges Cs-Ar.

II. ECARTS A L'EQUILIBRE THERMODYNAMIQUE LOCAL.

Nous commencerons par rappeler brièvement quelques définitions concernant l'équilibre thermodynamique local (E.T.L.). Nous exposerons ensuite les principales causes des écarts à l'équilibre de la température électronique et des populations des niveaux excités. Pour illustrer ces interprétations nous donnerons les résultats obtenus dans des décharges continues dans de la vapeur de césium ainsi que la comparaison de ces derniers à un modèle numérique [1].

A. RAPPEL.

1. E.T.L.

Les équilibres thermodynamiques que nous considérerons seront, évidemment, toujours des E.T. locaux (E.T.L.) pour lesquels la densité de rayonnement du gaz ionisé ne vérifie pas la loi de Planck.

A l'E.T.L. les paramètres microscopiques d'un plasma tels que la température et la densité électroniques, les densités de populations des niveaux excités, se déduisent les uns des autres par les lois simples de Saha et de Boltzmann.

L'équation de Saha donne une relation entre les densités électroniques et ioniques (n_e et n_i) :

$$\frac{n_e n_i}{n_1} = \frac{g_1}{g_e g_i} \left(\frac{2\pi mk}{h^2}\right)^{3/2} T^{3/2} \, e^{-E_1/kT} \qquad (1)$$

où k est la constante de Boltzmann

h la constante de Planck

g_e et g_i les poids statistiques des électrons et des ions
m la masse de l'électron
n_1 et g_1 la population et le poids statistique du niveau fondamental,
E_1 l'énergie d'ionisation du fondamental
T est la température caractérisant la distribution maxwellienne des vitesses des espèces présentes.

De même à l'E.T.L. la loi de Boltzmann nous donne la population d'un niveau p en fonction de la température T, de l'énergie d'ionisation E_p et de la population du fondamental

$$\frac{n_p}{g_p} = \frac{n_1}{g_1} e^{(E_p - E_1)/kT} \qquad (2)$$

2. Remarques sur la notion de température.

Si dans un gaz ionisé les seules collisions inélastiques sont les collisions électron-atome, la seule température intervenant dans les équations (1) et (2) sera la température électronique. La distribution en énergie des atomes pourra être différente de celles des électrons sans que cela affecte les concentrations des différentes espèces. C'est la situation que l'on rencontre dans les décharges luminescentes où $T_e > T_g$.

Encore faut-il pouvoir définir cette température T_e. Pour cela il est nécessaire que la fonction de distribution des vitesses soit maxwellienne. Aux fortes densités électroniques les collisions élastiques électron-électron sont suffisamment nombreuses pour corriger les déformations de la fonction de distribution électronique dues aux collisions inélastiques avec les atomes excités. Aux faibles densités électroniques ces déformations peuvent ne plus être corrigées. Ceci situe la limite inférieure de validité pour la définition de la température électronique. Dans l'exposé qui va suivre nous considérerons que le degré d'ionisation est suffisamment élevé pour que la fonction de distribution électronique soit maxwellienne ($n_e > 10^{11}$ cm^{-3} [22]).

3. Conditions d'obtention de l'E.T.L.

Pour qu'un plasma soit en équilibre thermodynamique il faut aussi que tous les processus, par exemple collisionnels, radiatifs, etc ..., satisfassent au principe de microréversibilité. Ainsi une

excitation par collision inélastique électronique d'un niveau p vers un niveau q ($p < q$) symbolisée par la réaction :

$$A^*(p) + e^- \longrightarrow A^*(q) + e^-$$

doit être compensée par la réaction inverse (désexcitation)

$$A^*(q) + e^- \longrightarrow A^*(p) + e^-$$

de telle façon que l'on ait :

$$n_{Ep}\, K(p,q) = n_{Eq}\, K(q,p)$$

où n_{Ep} et n_{Eq} sont les populations d'équilibre des niveaux p et q et $K(p,q)$ et $K(q,p)$ les coefficients d'excitation et de désexcitation par collision inélastique électronique.

Il devrait en être de même pour les désexcitations radiatives du type

$$A^*(q) \longrightarrow A(p) + h\nu$$

Ce qui suppose que la photo excitation compense la désexcitation :

$$A^*(p) + h\nu \longrightarrow A^*(q)$$

B. ECARTS A L'EQUILIBRE THERMODYNAMIQUE DANS LES PLASMAS EN REGIME STATIONNAIRE.

Nous allons examiner les causes des écarts à la loi de Saha et de Saha-Boltzmann puis nous montrerons leurs effets sur l'état du plasma.

1. Causes.

Les processus collisionnels inélastiques électron-atome excité sont réversibles.

Considérons la réaction :

$$A^*(p) + e^- \underset{1}{\overset{2}{\rightleftharpoons}} A^*(q) + e^- \quad (p < q)$$

Diminuer la concentration de $A^*(p)$ [ou $A^*(q)$] revient à favoriser la réaction dans le sens 2 [ou sens 1]. Ce qui explique que les processus

collisionnels inélastiques tendent à remener le plasma vers l'équilibre thermodynamique à la température électronique.

Par contre les processus radiatifs ne sont pas réversibles en général dans les plasmas de laboratoire peu denses ou de faibles dimensions (faibles opacités). Dans ces conditions les photons ont des libres parcours moyens grands devant les dimensions du plasma et quittent le milieu sans être réabsorbés.

Il existe un autre phénomène irréversible : la recombinaison électron-ion sur les parois. La température des parois étant inférieure à celles des électrons, la réaction inverse d'ionisation est négligeable. Cette réaction de recombinaison est très rapide vis-à-vis de la diffusion des particules chargées qui les amène sur les parois. C'est donc le flux de diffusion vers les parois qui déterminera les pertes de particules chargées.

2. Effets.

Il est difficile de démontrer rigoureusement les effets des processus irréversibles sur les populations des niveaux excités et sur la température électronique sans faire appel à un modèle numérique tel que celui décrit par Sayer [1]. Néanmoins on peut avoir une idée de ces effets en regardant l'équation d'évolution de la densité électronique. Cette équation s'écrit pour un niveau p :

$$\frac{dn_e}{dt} = n_e\, n_p\, KI(p) - n_e^2\, KR(p) - n_e^2\, \beta(p) - \left(\frac{dn_e}{dt}\right)_{Diff}$$

où KI(p) et KR(p) sont respectivement les coefficients d'ionisation et de recombinaison par collision électronique ; $\beta(p)$ est le coefficient de recombinaison radiative et $(dn_e/dt)_{Diff}$ le terme de perte de particules chargées par recombinaison à la paroi ou, ce qui est équivalent, par diffusion.

Le principe de micro-réversibilité impose que :

$$n_e\, n_{Ep}\, KI(p) = n_e^2\, KR(p)$$

où n_{Ep} est la population d'équilibre avec le gaz d'électrons d'où :

$$\frac{dn_e}{dt} = n_e\, n_{Ep}(\rho_p - 1)\, KI(p) - n_e^2\, \beta(p) - \left(\frac{dn_e}{dt}\right)_{Diff} = 0 \qquad (3)$$

puisque nous sommes en régime stationnaire.

Dans cette expression $\rho_p = \frac{n_p}{n_{Ep}}$.

Aux fortes densités électroniques les processus collisionnels électroniques sont prépondérants devant les processus radiatifs et la recombinaison sur les parois.

Nous aurons donc :

$$n_e \, n_{Ep}(\rho_p - 1) \, KI(p) = 0$$

donc $\rho_p = 1$. La population des niveaux p est dans ce cas à l'équilibre.

Si la densité électronique diminue les processus irréversibles deviennent non négligeables et nous devons tenir compte des termes $-n^2\beta(p) - (dn_e/dt)_{Diff}$. Dans l'équation (3), pour conserver le dn_e/dt nul il faut que le terme :

$n_e \, n_{Ep}(\rho_p - 1) \, KI(p)$ soit positif et par conséquent ρ_p doit être supérieur à 1. Il y a alors surpopulation des niveaux excités par rapport à la population d'équilibre avec le gaz d'électrons. Plus la densité électronique sera faible plus le ρ_p sera grand.

D'autre part le coefficient d'ionisation KI(p) est une fonction décroissante de l'énergie d'ionisation. Et donc le ρ_p va croître lorsque l'énergie d'ionisation E_p augmente. A l'inverse le couplage population des niveaux excités - gaz d'électrons va croître lorsque E_p tendra vers zéro et ρ_p tendra vers 1.

En regardant le bilan ionisation-recombinaison on peut avoir une idée de l'effet des processus irréversibles sur la température électronique. Ce bilan, puisque nous sommes en régime stationnaire est équilibré, donc :

$$\left(\frac{dn_e}{dt}\right)_{Ionisation} = \left(\frac{dn_e}{dt}\right)_{Recombinaison} + \left(\frac{dn_e}{dt}\right)_{Diffusion}$$

Aux basses densités électroniques le terme de recombinaison en volume peut être considéré comme négligeable devant le terme diffusion. Donc :

$$\left(\frac{dn_e}{dt}\right)_{Ionisation} = \left(\frac{dn_e}{dt}\right)_{Diffusion}$$

Le terme de diffusion est proportionnel à la densité électronique n_e, par contre si l'ionisation se fait par étapes (en passant par des états excités intermédiaires) :

$\left(\frac{dn_e}{dt}\right)_{Ionisation}$ est proportionnel à n_e^{δ} avec $\delta \geq 1$.

Donc le terme de diffusion devient relativement de plus en plus important lorsque n_e diminue. Pour conserver le bilan nul, l'ionisation doit donc compenser ces pertes croissantes. Or, par rapport à la diffusion, l'ionisation est favorisée par un accroissement de la température électronique. Et, donc, pour équilibrer le bilan ionisation-recombinaison, la température électronique augmentera.

Si d'autre part la diffusion ambipolaire est la cause prédominante (comme dans les conditions expérimentales de [1]) une augmentation de ce phénomène provoque une augmentation des écarts à l'équilibre d'autant plus importants que la densité électronique est faible.

Il nous faut préciser que les raisonnements simples que nous avons appliqués ici n'ont pas valeur de démonstrations rigoureuses.

Nous pouvons illustrer cet exposé par les résultats obtenus par [1].

3. Résultats en césium pur.

Nous reportons en trait plein sur la figure 1 les variations de la température électronique en fonction de la densité électronique pour deux densités de césium, $N_{Cs} = 10^{15}$ cm^{-3} (1a) et $N_{Cs} = 10^{14}$ cm^{-3} (1b). Sur chaque demi-figure nous avons représenté la température électronique déduite de la loi de Saha en pointillé (voir éq. (1)). Nous pouvons y remarquer :

a) que pour la courbe $T_e = f(n_e)$ à $N_{Cs} = 10^{15}$ cm^{-3} l'écart à la loi de Saha décroît bien lorsque la densité électronique augmente ;

b) que lorsque l'on diminue la densité de césium, c'est-à-dire lorsque l'on favorise la diffusion, l'écart à la loi de Saha augmente et celà d'autant plus que la densité électronique est faible.

Sur la figure 2 nous présentons la variation de population d'un niveau excité (7F, énergie d'ionisation $E_{7F} = 2260 \cdot$ cm^{-1}) en fonction de la densité électronique pour les deux mêmes densités de césium.

Les remarques faites pour les écarts à l'équilibre de la température électronique s'appliquent aussi à la surpopulation de ce niveau. Ceci est en accord avec ce que nous avons dit plus haut.

4. Comparaison modèle expérience en césium pur.

Il est intéressant de montrer le bon accord entre l'expérience et un modèle statistique [1].

Le principe de ce calcul est de faire le bilan de population pour un nombre limité de niveaux d'énergie du césium en tenant compte des processus collisionnels inélastiques, des pertes radiatives ainsi que de la diffusion des particules chargées.

Sur les figures 3 et 4 nous reprenons les valeurs expérimentales des figures 1 et 2 et les comparons aux courbes théoriques [1]. On obtient cet accord que lorsque nous prenons en compte les pertes de particules chargées par diffusion ambipolaire.

Chapitre III

DISPOSITIF EXPERIMENTAL : APPAREILLAGES, METHODES DE MESURE ET CONDITIONS DE DECHARGE.

Avant d'exposer les méthodes de mesures permettant l'étude des milieux hors équilibre thermodynamique réalisées dans un plasma de césium créé par décharge continue, nous allons examiner l'appareillage nécessaire et les moyens de diagnostic employés.

A. APPAREILLAGES.

La décharge est entretenue dans un tube de verre dit "au molybdène" placé horizontalement dans une étuve à température régulée et réglable.

1. Tube à décharge.

Le tube (Ø = 8 cm) utilisé n'est pas scellé comme ceux employés par [1], mais est relié soit à un dispositif de pompage, soit à une source de gaz rare (fig. 5).

A la partie inférieure du tube est fixé un appendice servant de réservoir de césium liquide. Comme le montre la figure 5 ce réservoir sort de l'étuve et plonge dans un bain d'huile de température régulée et réglable, elle aussi, mais toujours inférieure à celle de l'étuve. Ceci permet d'obtenir un point froid fixant par sa température la pression de vapeur saturante dans l'étuve. La densité d'atomes de césium dans le tube dépend, elle, de la température de l'étuve.

Enfin le tube renferme deux électrodes planes de molybdène entre lesquelles sont créées les décharges. Ces deux électrodes peuvent être chauffées à l'aide de filaments de tungstène.

2. Matériel annexe.

Les électrodes sont reliées à une alimentation électrique régulée en courant de 0,1 à 10 A montant jusqu'à 200 V en tension. D'autre part nous disposons d'un groupe de pompage composé d'une pompe primaire à palettes et d'une pompe à diffusion. Pour éviter la détérioration de ces pompes nous avons placé avant leur entrée des pièges arrêtant le césium.

Nous aurons vu ainsi l'appareillage nécessaire à la création de ces décharges. Il reste à voir maintenant les appareils de mesure de deux sortes :

- appareils d'hyperfréquence,
- appareils d'optique.

3. Appareillage de mesure.

Ces deux dispositifs sont placés de telle sorte que l'on observe en même temps, une même région du tube située sur son axe entre les électrodes (voir figure 6).

3.1. Système hyperfréquence.

Ce système est un interféromètre micro-onde (λ = 4 mm). L'onde est générée par un klystron et séparée en deux ondes d'égales amplitudes dans deux guides, l'un servant de bras de mesure, l'autre de bras de référence.

Sur la voie de mesure, le plasma est compris entre deux cornets, l'un émetteur et fixe, l'autre récepteur et mobile. De part et d'autre du plasma et devant chaque cornet se situent deux lentilles de Fresnel focalisant l'onde au centre du tube (fig. 6).

Le déplacement du cornet récepteur compense le déphasage dû au plasma. Ce dispositif nous permet de mesurer ainsi ce déphasage et nous pouvons atteindre une valeur, moyennée sur un diamètre, de la densité électronique [9]. Il sera alors nécessaire de connaître la répartition spatiale des électrons que nous déduisons de mesures optiques (voir plus loin). Cette méthode permet d'atteindre des densités électroniques de 2.10^{11} cm^{-3} à 5.10^{13} cm^{-3}.

L'erreur de lecture sur le vernier du cornet récepteur est $\Delta x = \pm 0{,}01$ mm, ce qui peut entraîner des erreurs, compte tenu des incertitudes sur les répartitions spatiales, de $\Delta n_e \pm 10^{11}$ cm^{-3} pour les faibles densités électroniques.

3.2. Système optique.

La lumière émise par la décharge est renvoyée à 90° par un miroir placé au-dessus de l'étuve (fig. 6). Ce miroir est mobile autour d'un axe, permettant ainsi d'explorer une section transversale du tube. Une lentille achromatique focalise le faisceau lumineux sur la fente d'entrée d'un monochromateur relié à un enregistreur (où à un appareil de comptage pour les très faibles signaux).

Une lentille et un miroir permettent de focaliser au centre du tube la lumière émise par une lampe à ruban de tungstène alimentée en courant constant. Le filament de la lampe ayant son image au centre du tube, la lumière suit alors le même chemin optique que celle émise par une décharge. Ce dispositif nous sert à la mesure de la densité de césium dans le tube (voir méthode de mesure) et non à l'étalonnage du système comme nous le verrons aussi plus loin.

B. METHODES DE MESURES OPTIQUES.

Nous allons exposer ici les méthodes de mesures optiques appliquées pour connaître la densité de césium dans le tube, la densité de population des niveaux excités et la température électronique.

1. Mesure de la densité d'atomes de césium dans le tube [10].

Nous avons mesuré cette densité de césium par une méthode d'absorption. Cette dernière consiste en la mesure de l'intensité de lumière absorbée par la vapeur de césium (en l'absence de décharge) au voisinage de la raie de résonance $6P_{3/2} - 6S_{1/2}$ de longueur d'onde $\lambda_o = 8521$ Å.

La lumière transmise par le milieu gazeux d'épaisseur L et de densité d'atomes N, à la longueur d'onde λ s'écrit :

$$I(\lambda) = I_o(\lambda)\left[\exp -K(\lambda)NL\right]$$

en fonction de l'intensité lumineuse incidente $I_o(\lambda)$ et du coefficient d'absorption $K(\lambda)$.

La fraction totale de lumière absorbée a pour expression générale :

$$\mathcal{A} = \int_o^\infty \left(1 - \frac{I(\lambda)}{I_o(\lambda)}\right) d\lambda$$

$\mathcal{A}$ étant exprimé en Å. On l'appelle généralement largeur équivalente.

Si le profil de la raie est purement Lorentzien, $K(\lambda)$ a pour expression :

$$K(\lambda) = \frac{\lambda^2 e^2 f / mc^2 \Delta\lambda}{1 + \frac{(\lambda - \lambda_o)}{\Delta\lambda^2}}$$

Dans cette dernière relation e et m représentent respectivement la charge et la masse de l'électron, c la vitesse de la lumière, f la force d'oscillateur de la transition et $\Delta\lambda$ la demi-largeur à mi-hauteur du profil.

On obtient alors une expression analytique pour $\mathcal{A}$

$$\mathcal{A} = \sqrt{\frac{2\pi}{mc^3}}\, c\lambda_o^2 \sqrt{\frac{\gamma f}{N}}\; N\sqrt{L}$$

où γ est la demi-largeur collisionnelle en fréquence du profil, soit $\gamma = c\Delta\lambda_{coll} / \lambda_o^2$.

Si le profil de la raie n'est pas Lorentzien, comme celà peut être le cas si l'élargissement Doppler n'est pas négligeable, la relation $\mathcal{A} = f(N)$ ci-dessus n'est plus valable. Il nous faut convoluer le profil d'élargissement de pression Lorentzien par le profil Doppler (profil de Voigt) d'où une nouvelle expression de K :

$$K(\lambda) = K_o \frac{a}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-y^2}\, dy}{a^2 + (\omega - y)^2}$$

Dans cette expression $K_o = \frac{2\lambda_o}{\Delta\lambda_D} \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \frac{\pi e^2}{mc^3} Nf$ avec $\Delta\lambda_D = \frac{c}{\lambda^2} \Delta\nu_D$

et $\Delta\nu_D = \frac{2}{\lambda_o}\sqrt{2R \ln 2}\sqrt{\frac{\theta}{m}}$ la largeur du profil Doppler,

R étant la constante des gaz parfaits, θ la température du gaz et M sa masse moléculaire (132,9 g pour le Cs).

D'autre part $\omega = \frac{2(\lambda - \lambda_o)}{\Delta\nu_D}$ avec $\frac{c}{\lambda_o} = \nu_o$

$$\text{et } a = \frac{\Delta\nu_L}{\Delta\nu_D} \qquad \text{avec } \Delta\nu_L = \Delta\nu_N + \Delta\nu_c,$$

$\Delta\nu_N$ la largeur en fréquence du profil naturel de la raie (Lorentzien)
$\Delta\nu_c$ la largeur du profil par élargissement de pression.

Enfin $\Delta\nu_N$ est lié à la probabilité de transition A de la raie $6S_{1/2} - 6P_{3/2}$ par la relation $\Delta\nu_N = A/2\pi$ et $\Delta\nu_c$ est lié à σ/N par la relation $\Delta\nu_c = (\sigma/N)N$ (exprimée de cette façon car σ/N est indépendant de N et vaut $1{,}51.10^{-7}$ s^{-1} pour le césium pur [10]).

Pour calculer l'intégrale donnant la largeur équivalente $\mathcal{A}$, dans ce cas, nous sommes obligés de recourir à des méthodes numériques.

Remarque : La raie $6S_{1/2} - 6P_{3/2}$ possède deux composantes hyperfines distantes de 0,3 cm^{-1} [11], soit $\Delta\lambda = 0{,}22$ Å, nous en avons tenu compte dans nos calculs. En effet si pour $\mathcal{A} \ll 0{,}22$ Å et $\mathcal{A} \gg 0{,}22$ Å cette structure n'intervient pas, ne pas en tenir compte pour $\mathcal{A} \sim 0{,}22$ Å peut introduire une erreur pouvant aller jusqu'à un facteur 2.

Application

Dans la pratique un faisceau lumineux émis par une lampe à ruban de tungstène traverse le tube suivant un diamètre. La lumière transmise est analysée en longueur d'onde et en intensité autour de 8521 Å (voir figure 7).
I_o n'est pas constant en longueur d'onde. Pour trouver $\mathcal{A}$ on somme les rapports $\frac{I_a(\lambda)}{I_o(\lambda)} = \frac{I_o(\lambda) - I(\lambda)}{I_o(\lambda)}$ (fig. 8). Il suffit alors de faire la correspondance $\mathcal{A}$ donne N_{Cs} à l'aide de la courbe calculée $\mathcal{A} = f(N_{Cs})$.

Le principe de mesure reste le même en présence d'hélium, mais à l'élargissement de pression dû au césium s'ajoute celui dû à l'hélium.

$$\Delta\nu_c = \left(\frac{\sigma_{Cs}}{N_{Cs}}\right) N_{Cs} + \left(\frac{\sigma_{He}}{N_{He}}\right) N_{He}$$

avec $$\frac{\sigma_{He}}{N_{He}} = 5{,}9\ 10^{-10}\ [12]$$

L'absorption se fait juste après coupure de la décharge, mais les électrodes restent chauffées. L'équilibre thermique qui s'était instauré pendant la décharge n'a pas le temps d'évoluer puisque les constantes de temps thermiques sont de l'ordre de quelques heures dans les mélanges Cs-He.

2. Mesure des densités de populations des niveaux excités.

L'intensité d'une raie, lorsque le plasma est optiquement mince, est proportionnelle à la population du niveau supérieur de la transition

$$I_{pq} = \int_o^\infty I(\lambda)d\lambda = A_{pq}\ n_p\ \Omega$$

où A_{pq} est le coefficient d'Einstein et Ω l'angle solide d'observation.

2.1. Méthode.

Expérimentalement nous obtenons une surface Σ sur l'enregistreur représentant l'intensité absolue de la raie considérée

$$I_{pq} \propto R_\lambda \Sigma$$

où R_λ est un facteur d'étalonnage.

D'autre part le plasma n'étant pas homogène dans le tube nous corrigeons l'intensité du signal reçu qui est l'intégrale des signaux émis par chaque point d'un diamètre du plasma par un facteur $1/\xi$ caractérisant le profil de la répartition spatiale des émetteurs (voir annexe I et [1]).

2.2. Etalonnage.

R_λ, le facteur d'étalonnage, tient compte de la sensibilité spectrale du photomultiplicateur, de l'étendue géométrique de l'optique utilisée ainsi que de sa luminosité et des coefficients de trans-

mission de la paroi supérieure du tube. L'étalonnage pourrait se faire à l'aide d'une lampe étalon placée avant le tube. Mais ce dernier vieillisant, ses parois s'opacifient de façon non uniforme, or seules les variations de transmission de la paroi supérieure nous intéressent. L'idéal étant d'utiliser une lampe étalon située à l'intérieur du tube, nous avons assimilé la vapeur ionisée de césium pur à l'équilibre thermodynamique local à cet étalon. En choisissant $n_e \geq 2.10^{13}$ cm^{-3} et $N_{Cs} = 10^{15}$ cm^{-3}, les conditions d'équilibre peuvent être considérées comme réalisées (voir chapitre II). De la connaissance de n_e et T_e au centre nous déduisons n_{Ep} à l'aide de la relation de Saha-Boltzmann :

$$\frac{n_{Ep}}{g_p} = 2{,}07\ 10^{-16}\ n_e\ T_e^{-3/2}\ e^{E_p/kT_e}$$

avec E_p l'énergie d'ionisation du niveau p, et donc, nous connaissons R_λ.

Cette méthode conduit à une incertitude relative d'environ 20% pour les populations des niveaux excités. L'erreur pour les niveaux très excités peut être plus importante à forte densité électronique. L'élargissement par effet Starck y est fort important pour les raies associées aux transitions issues de ces niveaux. Si l'on regarde la série 5D-nF plus particulièrement étudiée ici, pour $n > 14$ les raies sont très proches les unes des autres. Il est difficile d'atteindre la surface de ces raies lorsque l'on a un effet Starck important. L'erreur sur la surface associée à la transition 5D-19F par exemple peut être sous estimée de 40% aux fortes densités électroniques.

3. Mesure de la température électronique.

La température électronique est déterminée à l'aide de la lumière émise lors de la recombinaison radiative électron-ion comme Agnew et Summers [13] l'ont proposé. Les continus de recombinaison sur le 5D et sur le 6P étant les plus intenses dans le visible nous les avons choisis :

$$Cs^+ + e^- \longrightarrow Cs^*(5D \text{ ou } 6P) + h\nu$$

3.1. Rappel du principe de la mesure [13].

Si $N_c(\lambda)$ est le nombre de photons par unité de temps, de volume et de longueur d'onde, émis lors de ces dites recombinaisons, nous avons :

$$N_c(\lambda)d\lambda = n_e n_i \sigma(v)\, f(v)dv$$

où v est la vitesse de l'électron, $\sigma(v)$ la section efficace de recombinaison, $f(v)$ la fonction de distribution des vitesses électroniques que nous avons supposée maxwellienne dans notre cas, et n_e la densité électronique. On supposera qu'il n'y a pas d'autre espèce d'ion que Cs^+ et que le plasma est électriquement neutre. On écrira alors $n_e = n_i$. D'autre part $\sigma(v)$ est proportionnel à $1/v^2$, pour les niveaux 5S et 6P [13].

On montre alors que, si l'on porte $\ln \lambda^2 N_{C6P}(\lambda)$ et $\ln \lambda^2 N_{C5D}(\lambda)$ en fonction de $1/\lambda$, on obtient deux segments de droites de pentes égales à $- hc/kT_e$. Il est alors facile d'en déduire la température T_e.

Il est intéressant de noter, et nous y reviendrons plus tard, qu'au seuil $N_C(\lambda_S)$ est proportionnel à $n_e^2\ T_e^{-3/2}$.

3.2. Mise en application.

Ce que l'on mesure c'est $I_c(\lambda)$ intensité du signal enregistré proportionnel à $N_C(\lambda)$

$$N_C(\lambda) = R_\lambda I_c(\lambda)$$

où R_λ est un facteur d'étalonnage.

Les mesures pour le continu de recombinaison sur le niveau 6P se font entre 4950 Å et 4100 Å en quatre ou cinq longueurs d'onde. Il en est de même pour le continu de recombinaison sur le 5D entre 5950 Å et 5440 Å. Le domaine de longueurs d'onde utilisable du continu sur le 6P étant plus grand que pour le 5D nous utilisons plus volontiers le premier de ces continus (voir plus loin les spectres de ces régions).

La pente des droites obtenues nous donne alors la température moyenne le long d'un diamètre du tube. Pour connaître T_{eo} au centre de la décharge, il nous faut tenir compte des répartitions spatiales des émetteurs aux divers longueurs d'onde étudiées (voir annexe I).

3.3. Etalonnage.

Pour connaître $R(\lambda)$ dans le domaine du continu de recombinaison nous utilisons l'étalon secondaire qu'est une décharge en césium pur à l'E.T.L. ($N_{Cs} = 10^{15}$ cm^{-3}, $n_e \geqslant 2\ 10^{13}$ cm^{-3}). Dans ces conditions la connaissance de la densité électronique entraîne la connaissance de la température et donc des R_λ.

Nota : La validité de cette méthode de mesure est discutée dans l'annexe III dans le cas des mélanges césium-gaz rare.

3.4. Estimation de l'incertitude sur les valeurs de T_e.

Cette estimation a été faite graphiquement. Pour cela on cherche les pentes des droites limites à l'aide des barres d'erreur sur les points de mesure (fig. 8).

Cette méthode nous a conduit à estimer $\Delta T_e \simeq 50°K$ pour les basses températures pour lesquelles les pentes sont fortes et à environ 100°K pour les hautes températures pour lesquelles les pentes sont faibles.

C. ETUDE QUALITATIVE DES DECHARGES.

Dans cette partie nous donnerons les conditions d'obtention électrique d'amorçage et d'entretien des décharges. Nous exposerons ensuite les conditions d'obtention du régime dit d'"impureté" où seul le césium est ionisé et excité alors que le gaz rare reste dans son état fondamental. Pour finir nous montrerons deux spectres, l'un d'une décharge en césium pur, l'autre d'une décharge en présence d'hélium.

1. Tension d'amorçage et d'entretien des décharges.

En césium pur, pour diminuer la tension d'amorçage des décharges nous chauffons la cathode (900°C). Ceci permet d'amorcer une décharge avec 50 V environ aux bornes des électrodes alors qu'il faut compter sur plusieurs kV avec les électrodes froides.

En présence d'hélium, la création de décharges demande une tension d'amorçage nettement plus forte qu'en césium pur (de l'ordre de 300 V).

Les tensions d'entretien, avec la cathode chaude, sont de 10 à 20 V pour le césium pur, et de 100 à 150 V pour le mélange césium-hélium.

2. Régime d'impureté.

Ce que nous voulons dans les décharges en mélanges césium-gaz rare, c'est que seul l'alcalin soit excité et ionisé : c'est ce que nous appellerons régime d'impureté. Nous avons constaté que cela n'est possible que si l'on chauffe les deux électrodes.

En effet, si seule la cathode est chaude, la tension d'entretien aux bornes de la décharge s'accroît lentement. Pendant ce temps apparaît près de l'anode une "boule" très lumineuse et l'on peut voir apparaître le spectre de l'hélium dont l'intensité va croissant avec la tension aux bornes de la décharge. D'autre part des mesures par absorption de la densité de césium près de l'anode montre une déperdition en césium de cette région (cette absorption est effectuée immédiatement après extinction de la décharge (voir méthode de mesure)), c'est le phénomène de cathaphorèse.

En chauffant l'anode (900°C) nous évitons ce phénomène et restons en régime d'impureté où l'hélium ou un autre gaz rare n'est ni excité ni ionisé, ce qui est notre but. Nous avons profité de ce phénomène sans chercher à l'approfondir.

L'apparition de la cathaphorèse n'est pas éliminée par le chauffage de l'anode si la pression de gaz rare est trop grande par rapport à celle du césium. Ainsi le régime d'impureté est impossible à obtenir pour une densité de césium de 10^{14} cm^{-3} et 20 torr d'hélium. L'apparition de la cathaphorèse dépend aussi de l'intensité du courant de décharge. Ainsi pour $N_{Cs} = 1,6\ 10^{14}$ cm^{-3} et $p_{He} = 20$ torr l'on ne peut dépasser 2 A sinon les raies de l'hélium apparaissent et le gaz rare est excité. Ces conditions limites varient avec le diamètre du tube à décharge. Dans un tube de 5 cm de diamètre (8 cm pour le nôtre) avec une densité de césium de 10^{15} cm^{-3} et 30 torr d'hélium les raies de l'hélium sont visibles. Ces conditions limites dépendent aussi du gaz rare additionnel. La pression limite pour l'argon est supérieure à 150 torr ($N_{Cs} = 10^{15}$ cm^{-3}).

Pour les autres conditions de densité de césium et de pression d'hélium ou d'argon pour lesquelles nous avons fait des mesures nous nous sommes assurés que les raies du gaz rare n'apparaissaient pas et donc que nous avons travaillé en régime d'impureté.

Dans ces régimes, les décharges sont très "pincées" par rapport aux décharges en césium pur (diamètre apparent sensiblement plus petit que celui du tube).

3. Spectroscopie des décharges.

Nous nous contenterons de représenter le spectre de raie du césium dans la zone des continus de recombinaison radiative sur les niveaux 5D et 6P (5950 Å - 4100 Å) (fig. 9). Le spectre est relatif à une décharge en césium pur. Il est identique dans le cas des mélanges césium-hélium. On peut remarquer l'intérêt qu'il y a à mesurer la température électronique à l'aide du continu sur le niveau 6P où le nombre de raies est faible, alors que le continu relatif au 5D est très encombré de raies.

D'autre part nous avons représenté sur la figure 10 la région entre 6300 Å et 7400 Å où apparaît une très large "bande" dans les mélanges Cs-He. Cette bande a son maximum vers 6720 Å et décroît lentement vers le bleu et peut perturber le continu relatif au 5D.

Cette bande existe pour d'autre gaz rare. Sur la figure 10 le cas de l'argon est représenté. Il apparaît une autre bande vers le rouge. Des études en cours ont montré que ces bandes sont liées au niveau 5D et peuvent être de nature moléculaire [23].

C'est dans cette zone que se situe la série fondamentale nF-5D, dont nous avons indiqué sur la figure 10 les raies les plus importantes. Il est aussi à noter l'existence entre 7100 et 7600 Å de bandes moléculaires de Cs_2.

Chapitre IV

RESULTATS EXPERIMENTAUX

Dans ce chapitre nous commencerons par présenter les résultats expérimentaux relatifs aux décharges stationnaires. Puis nous tenterons de leur donner une interprétation. Nous exposerons ensuite les résultats expérimentaux relatifs aux postluminescences. Enfin nous discuterons de la cohérence de ces derniers résultats avec l'interprétation qualitative des résultats en régime stationnaire. Il est à noter que toutes les grandeurs mesurées ont été ramenées à leur valeur au centre de la décharge.

A. DECHARGE CONTINUE DANS LES MELANGES Cs-He.

Nous allons présenter maintenant nos résultats expérimentaux obtenus dans des décharges continues dans les mélanges césium-hélium où seul le césium est ionisé et excité. Nous avions vu dans les décharges en césium pur que les pertes par diffusion entraînaient des écarts à l'équilibre thermodynamique. Or l'hélium par sa présence réduit cette diffusion (voir annexe III). Nous devrions donc avoir une diminution de ces écarts. Nous allons voir maintenant qu'il n'en est rien, d'abord pour la température électronique puis pour les populations des niveaux excités.

1. Température électronique mesurée.

La figure 11 $\{ T_e = f(n_e)$ pour $N_{Cs} = 10^{15}$ cm^{-3} et deux pressions d'hélium 20 et 60 torr$\}$ montre que la température électronique croît lorsque l'hélium est ajouté. La remontée observée aux faibles densités électroniques en césium pur est plus marquée en présence d'hélium, et cela d'autant plus que la pression de ce dernier gaz est forte.

Nous avons vérifié que la méthode de mesure à l'aide du continu de recombinaison reste valable en présence d'hélium, à savoir que le spectre du continu de recombinaison n'est pas perturbé par de la lumière ayant une origine différente. Ceci a été développé dans l'annexe II.

Cette augmentation de température pourrait être due aussi à une inhomogénéité de la densité de césium. En effet la loi de Saha $T_{eSaha} = f(n_e, N_{Cs\ exp})$ est une fonction décroissante de la densité de césium, en conséquence s'il existait une région appauvrie en césium, la température T_e pourrait y être plus élevée qu'ailleurs.

R. Bleckrode et J.W.V.D. Laarse [14] et J.H. Waszink et J. Polman [15] ont observé dans des décharges continues en mélange césium-argon la formation d'inhomogénéités dans la densité d'atomes de césium. La présence de gaz rare freine la rétrodiffusion des atomes de césium provenant de la recombinaison électron-ion sur les parois. Si la diffusion ambipolaire des particules chargées reste rapide devant la diffusion des particules neutres, il apparaît un gradient de densité des atomes de césium. C'est la déplétion : le maximum de densité sera sur les parois et le minimum se situera au centre du tube. Comme l'ont constaté [15], plus la densité électronique est grande plus la déplétion est importante. C'est donc vers les fortes densités électroniques que nous devrions observer les écarts à la loi de Saha $T_e = f(n_{e\,exp}, N_{Cs\ exp})$. Cet effet ne peut donc expliquer les résultats expérimentaux que nous avons obtenus.

2. Populations des niveaux excités.

Nous avions vu dans les résultats en césium pur (voir fig. 2) qu'elle pouvait être l'influence de la diffusion sur la densité de population du niveau 7F aux basses densités électroniques. Nous constatons que l'introduction de l'hélium ne modifie pas cette population de façon sensible, compte tenu de l'incertitude existant sur ces mesures comme le montre la figure 12 ($n_{7F}/g_{7F} = f(n_e)$ pour $N_{Cs} = 10^{15}$ cm^{-3} et différentes pressions d'hélium), sur cette figure la courbe relative au césium pur est rappelée).

L'écart à l'équilibre avec le gaz d'électrons n'en est pas moins augmenté. En effet la population à l'E.T.L. est donnée par la loi de Saha-Boltzmann qui est une fonction décroissante de la tempéra-

ture électronique. n_p/g_p E.T.L. diminue puisque la température est augmentée par la présence du gaz rare.

D'autre part sur la figure 13 nous avons porté les densités de populations des niveaux nF divisées par leur poids statistique en fonction de leur énergie d'ionisation à différentes densités électroniques. La densité de césium est de 10^{15} cm^{-3} et la pression d'hélium de 60 torr. Les droites en traits pleins correspondent aux populations calculées à l'aide de l'équation de Saha-Boltzmann pour les couples n_e-T_e mesurés.

A forte densité électronique ($1,2\ 10^{13}$ cm^{-3}) les populations sont quasiment celles de l'équilibre thermodynamique local.

Si la densité électronique diminue, $n_e = 3,2(12) cm^{-3}$, il apparaît une surpopulation par rapport à l'E.T.L. d'autant plus marquée que le nombre quantique n est faible. Les populations des niveaux très excités restent en équilibre avec le gaz d'électrons (E.T.L.).

Pour une densité électronique de $9\ 10^{11}$ cm^{-3}, l'écart des populations mesurées à celles de l'E.T.L. est accru. Les plus hauts niveaux observés ici ne sont plus en équilibre avec le gaz d'électrons.

Sayer, Jeannet et Berlande [1] ont décrit le même comportement des populations des niveaux nF en césium pur.

Comme eux nous pouvons remarquer que, quelque soit la densité électronique, donc quelque soit l'écart à l'E.T.L., les populations des niveaux nF suivent une loi quasi-exponentielle. Cette constatation nous permet de définir une température d'excitation T_{exc} telle que :

$$\frac{n_p}{g_p} = C \exp \left[E_p / k\ T_{exc} \right]$$

La figure 14 représente la variation de cette "température d'excitation" en fonction de la densité électronique pour divers pressions d'hélium (7, 20 et 60 torr). On peut constater que cette "température" varie peu avec la pression d'hélium. Une remarque très importante doit être faite : nous n'avons pas mesuré de "température d'excitation" sensiblement inférieure à la température du gaz pour les faibles densités électroniques, comme Sayer et al. [1] avaient pu en mesurer en césium pur.

3. Variation du rapport des populations des niveaux $5D_{5/2}$ et $5D_{3/2}$.

Pour aider la discussion ultérieure des résultats, il nous a paru intéressant de mentionner des résultats obtenus par ailleurs (Lozingot, Sayer, communication privée). Si l'on considère le rapport des populations des deux sous-niveaux $5D_{5/2}$ et $5D_{3/2}$ en fonction de la pression d'hélium (figure 15 pour une densité de césium de 10^{15} cm^{-3} et à une densité électronique fixée : 10^{13} cm^{-3}), il est remarquable de constater que 7 10^{-2} torr d'hélium suffise à modifier ce rapport. D'autre part la diminution de ce rapport semble correspondre au passage de l'équilibre de ces populations entre elles à la température électronique T_e à celui à la température du gaz T_g. En effet si :

$$\left(\frac{n_{5D5/2}}{n_{5D3/2}}\right)_{Eq} = R(T)$$

on a $\rho = \frac{R(T_e)}{R(T_g)} = e^{\Delta E(1/kT_g - 1/kT_e)} \simeq 1{,}185$ porté sur la figure 15 pour $p_{He} = 2$ torr,

avec $\Delta E = 98\ cm^{-1}$; $T_e = 2200°K$ et $T_g = 625°K$.

Les mécanismes élémentaires responsables de ce changement d'équilibre entre les populations des deux sous niveaux $5D_{5/2}$ et $5D_{3/2}$ peuvent être les simples transferts d'excitation par collisions inélastiques Cs^*-He. Ce changement d'équilibre peut aussi se faire par une voie plus complexe faisant intervenir des eximères, la bande observée dans le rouge (fig. 10) pouvant être reliée à ces états moléculaires.

4. Résumé des résultats.

En résumé nous pouvons dire :

- qu'à densité de césium constante la température électronique croît avec la pression d'hélium et ce d'autant plus que la densité électronique est faible. Ceci correspond à un écart croissant à la température d'équilibre ($T_{e\ eq} = f(n_{e\ exp}, N_{Cs\ exp})$).

- les populations des niveaux excités ne varient pas sensiblement avec la pression d'hélium mais les écarts à leur population d'équilibre avec le gaz d'électrons augmentent. Ces populations suivent comme en césium pur [1] une loi quasi-exponentielle en fonction de l'énergie d'ionisation des niveaux. Ce qui permet de définir une température d'excitation T_{exc} telle que $n_p \simeq e^{E_p/k\,T_{exc}}$. Contrairement à ce qui a été observé en césium pur [1], nous n'avons pu mettre en évidence une température d'excitation sensiblement inférieure à la température du gaz pour les plus basses densités électroniques mesurées ($2{,}5 \times 10^{11}$ cm^{-3}).

Le rôle joué par l'hélium dans la modification du rapport $n_{5D5/2}/n_{5D3/2}$ semble évident, bien que pour la nature des mécanismes élémentaires expliquant cette modification il faille être très prudent. On peut alors penser que si l'équilibre entre les populations de ces sous-niveaux proches l'un de l'autre (98 cm^{-1}) est perturbé, il en est probablement de même pour les niveaux proches du continu.

Ce qui montre que le rôle de l'hélium est loin d'être négligeable dans une décharge dans un mélange césium-hélium.

5. Résultats en césium-argon.

Il serait intéressant de comparer les résultats précédents à des mesures faites en présence d'un autre gaz rare que l'hélium puisque les collisions faisant intervenir ce dernier gaz semblent avoir quelques importances sur les caractéristiques de la vapeur ionisée de césium. Pour les collisions du type :

$$Cs^*(p) + A_{GR} \rightleftarrows Cs^*(q) + A_{GR}$$

les sections efficaces associées passent par un minimum pour l'argon [2 et 3]. Nous espérions que cette différence entre l'hélium et l'argon pourrait, sinon confirmer ce rôle, du moins apporter des renseignements intéressants.

a) Température électronique.

La mesure de la température électronique dans les mélanges Cs-Ar a posé des problèmes liés à la présence de bandes dans le côté bleu du continu sur le niveau 6P (voir annexe II). L'intensité de ces bandes est très faible par rapport à l'intensité du continu pour les

fortes densités électroniques ($n_e > 5.10^{12}$ cm^{-3}). Mais nous avons observé que leur intensité décroît moins vite que n_e^2, et donc, elles perturbent de façon non négligeable ce continu pour les faibles densités électroniques, et l'on ne peut donner dans ces conditions qu'une borne supérieure à la température électronique.

Toutefois, compte tenu des remarques précédentes, la figure 16 nous montre que les températures électroniques dans les mélanges Cs-Ar (20 torr) ne semblent pas sensiblement différentes des températures mesurées dans les mélanges Cs-He (20 torr) pour les fortes densités électroniques ($n_e > 5.10^{12}$ cm^{-3}). Pour une densité électronique plus faible ($n_e = 10^{12}$ cm^{-3}) nous avons porté la borne supérieure de la température électronique.

b) Population du niveau 7F.

Le comportement de cette population, comme celui de température est très semblable à ce qu'elle est en présence d'hélium (fig. 17).

B. DISCUSSION DES RESULTATS OBTENUS DANS LES DECHARGES CONTINUES.

Nous commencerons par lever la contradiction apparente entre nos résultats et ceux des références 4 et 5. La discussion portera ensuite sur les causes des écarts à l'équilibre introduits par l'addition d'hélium. Ceci permettra de motiver d'autres expériences dont nous exposerons les résultats plus loin.

1. Comparaison avec des résultats antérieurs.

Si nous nous référons à la publication [4], nous nous apercevons que le domaine de densité électronique des décharges étudiées par ces auteurs est compris entre $n_e = 5.10^{13}$ et 10^{15} cm^{-3}. Pour ces auteurs les températures électroniques mesurées sont égales à celles données par la loi de Saha quelque soit la pression du gaz rare. D'où leur conclusion : le gaz rare n'a pas de rôle actif sur l'état thermodynamique de la vapeur ionisée de césium ou de l'alcalin en général. Nous pouvons montrer que ces conclusions, dans les conditions expérimentales de ces auteurs, ne sont pas en contradiction avec nos résultats expérimentaux.

En effet, nous constatons que, d'après nos résultats en mélange césium-hélium, l'effet de ce dernier gaz sur l'écart à loi de Saha de la température électronique diminue lorsque la densité électronique augmente.

Nos densités électroniques ne dépassant pas 10^{13} cm^{-3} ces derniers travaux corroborent la convergence de nos courbes $T_e=f(n_e)$ lorsque la densité électronique devient grande.

Nous pouvons faire la même remarque en ce qui concerne les travaux de Gridneva et Kasabov [5], corrigés par ceux de Vorobev et Gleizer [6], sur les populations des niveaux excités. Ces auteurs constatent que la température d'excitation est égale à la température électronique pour des densités électroniques supérieures à 10^{13} cm^{-3}. Ce que nous observons pour ces densités électroniques est en bon accord avec la conclusion de ces auteurs.

2. Interprétation de nos résultats expérimentaux.

a) L'ensemble de ces travaux montre que le gaz rare n'a d'effets sensibles sur la température électronique que pour des densités électroniques inférieures à 10^{13} cm^{-3}. Ces effets vont croissant lorsque la densité électronique diminue. Nous devons, ici, insister sur la diminution de la diffusion ambipolaire du fait que la diminution de la mobilité ionique (fig. 25) est plus grande que la variation de D_a avec la température électronique due à la présence d'hélium (voir fig. 25). D'autre part les pertes radiatives incapables, à elles seules, d'expliquer les écarts à l'équilibre en césium pur [1], ne peuvent en aucun cas les expliquer en présence d'hélium. Il faut, donc, bien rechercher ces causes dans la présence du gaz rare restant à l'état fondamental. D'autre part le fait que l'écart à la loi de Saha s'accentue lorsque la densité électronique décroît, et lorsque la pression d'hélium croît, nous fait envisager que le rapport de cette densité à celle du gaz rare a quelque importance. La modification du rapport des populations des deux sous-niveaux 5D ($\Delta E = 98$ cm^{-1}) lorsque l'on fait varier la densité d'hélium, à densité électronique fixée, le confirme. En effet ce que nous observons pour ces niveaux très proches l'un de l'autre peut exister aussi pour les niveaux proches du continu, dont l'écart en énergie est très faible entre niveaux voisins.

b) Ces considérations nous amènent à reconsidérer le bilan ionisation-recombinaison du chapitre II

$$\left(\frac{dn_e}{dt}\right)_{Ionisation} = \left(\frac{dn_e}{dt}\right)_{Recombinaison\ e^-} + \left(\frac{dn_e}{dt}\right)_{Diffusion}$$

Le fait que pour une même densité de césium et une même densité électronique, on observe une température électronique croissante lorsque l'hélium est ajouté implique que $(dn_e/dt)_{Ionisation}$ augmente et $(dn_e/dt)_{Recombinaison\ e^-}$ diminue. Par ailleurs la présence de l'hélium réduit la contribution de la diffusion. Ceci montre qualitativement que le régime stationnaire ne peut dans cette circonstance être maintenu que par l'apparition d'un terme de perte d'électrons induit par la présence de l'hélium. Cet effet sera analogue à un processus de recombinaison.

A titre d'exemple en calculant par le modèle [1] en césium pur $\left(\frac{dn_e}{dt}\right)_{Ionisation}$ et $\left(\frac{dn_e}{dt}\right)_{Rec\ e^-}$ à partir des valeurs expérimentales de n_e et T_e et en évaluant le terme de diffusion, on peut estimer la valeur du coefficient α_{app} qui permettrait de maintenir le régime stationnaire pour :

$$n_e = 10^{12}\ cm^{-3}\ ;\ T_e = 2800°K\quad \alpha_{app} \# 6.10^{-9}\ cm^3\ s^{-1}$$

Ceci nous a tout naturellement conduits à étudier la postluminescence afin de mettre en évidence cet effet de "recombinaison" éventuel.

C. ETUDE DES POSTLUMINESCENCES EN MELANGE Cs-He.

Les électrodes du tube sont alimentées en courant par une alimentation électrique pulsée. La durée du pulse de décharge est de l'ordre 20 ms, temps suffisant pour avoir une décharge stable. Le champ électrique peut être considéré comme nul à 2 à 3 µs après coupure de la décharge.

Le but de cette étude étant de trouver une valeur du coefficient de recombinaison dans ces mélanges Cs-He, nous nous sommes limités à la mesure de la densité électronique et de la température électronique. Nous présenterons dans l'ordre la variation de la répartition spa-

tiale de l'intensité à 4950 Å (annexe I), de la densité électronique au centre du plasma en extinction, et de la température électronique. Nous montrerons alors la comparaison du coefficient de recombinaison déduit de ces mesures avec le coefficient de recombinaison collisionnelle radiative à trois corps stabilisée par un électron mesuré par Sayer et al. [8].

Cette étude préliminaire a été faite dans un mélange où $N_{Cs} = 10^{15}$ cm^{-3} et $p_{He} = 60$ torr.

1. Répartition spatiale.

Nous nous rappelons que 4950 Å est la longueur d'onde seuil du continu de recombinaison radiative électron-ion sur le niveau 6P du césium. Par conséquent l'intensité I_{4950} de ce continu à 4950 Å est proportionnelle au carré de la densité électronique. Ce qui nous permet d'atteindre, connaissant la répartition spatiale de I_{4950}, la valeur de la densité électronique au centre. ξ_{4950} est un coefficient caractéristique de cette répartition spatiale (voir annexe I). La variation de cette grandeur est représentée sur la figure 18. On peut y remarquer que partant d'une décharge très pincée ($\xi_{4950} = 0,218$) l'on atteint au bout d'environ 5 ms une distribution correspondant à la fonction de Bessel J_o ($\xi_{4950} = 0,449$ indiqué en traits pointillés sur la figure).

2. Densité électronique.

La densité électronique est mesurée par interférométrie micro-onde. Un analyseur multi-canal permet de suivre sa variation au cours du temps.

Sur la figure 19, où la densité électronique au centre du plasma est portée en fonction du temps, nous pouvons remarquer deux régimes de décroissance. On constate qu'après 25 ms, on observe un régime de décroissance exponentielle. Le temps caractéristique de cette décroissance τ_D est de 22,8 ms ($\Delta n_e/e$).

3. Température électronique.

La température électronique est déduite du spectre du continu de recombinaison radiative sur le niveau 6P comme dans les décharges continues (voir chapitre III). On utilise un analyseur multi-canal pour

connaître à diverses longueurs d'onde les intensités de ce continu au cours du temps de la postdécharge.

Le résultat de ces mesures est résumé sur la figure 20. La température électronique dans la décharge est de 2150°K, puis elle chute rapidement (elle est de 1100°K au bout de 200 µs), cette chute est due principalement aux collisions élastiques électron-particules lourdes. La décroissance est ensuite plus lente. Ceci est analogue à ce qui a été observé en césium pur [8]. Ce phénomène peut s'expliquer par le bilan d'énergie des électrons. D'un côté les électrons sont chauffés par les processus de recombinaison collisionnelle, mais de l'autre ils perdent de l'énergie cinétique par collision élastique sur les espèces lourdes. Il s'établit alors un quasi-équilibre entre T_e et n_e. La température électronique pour laquelle s'établit ce quasi-équilibre est plus faible dans notre cas que dans le cas du césium pur [8] parce que les collisions élastiques e-He contribuent fortement à la perte d'énergie cinétique des électrons.

4. Coefficient de recombinaison.

a) On observe après 25 ms un régime de décroissance exponentielle de la densité électronique. Un régime diffusion, en règle générale, est caractérisé par une décroissance exponentielle de la densité électronique. Mais si l'on suppose qu'il s'agit bien d'un tel régime, nous allons montrer que ce ne peut pas être le fait de l'ion Cs^+.

Considérons l'équation d'évolution de la densité électronique :

$$\frac{dn_e}{dt} = - \frac{D_a}{\Lambda^2} n_e = - \frac{n_e}{\tau_D}$$

avec τ_D = 22,8 ms, la constante de temps mesurée dans la postdécharge lointaine, $D_a = D_i$ et $D_i = kT_i/e\ \mu_{im}$ d'après la relation d'Einstein.
μ_{im} est la mobilité de l'ion Cs^+ dans le mélange Cs-He.
T_i est la température ionique que nous supposons égale à celle du gaz T_g et à celle des électrons T_e.
L'annexe III nous donne la relation entre μ_{im} et les mobilités réduites de l'ion Cs^+ dans le césium pur et dans l'hélium pur, en fonction des densités de césium et d'hélium :

$$\frac{1}{\mu_{im}} = \frac{N_{Cs}}{2{,}69\ 10^{19}\ \mu_{ioCs}} + \frac{N_{He}}{2{,}69\ 10^{19}\ \mu_{ioHe}}$$

avec $\mu_{ioCs} = 0{,}09\ cm^2\ V\ s^{-1}$ [8], $N_{Cs} = 10^{15}\ cm^{-3}$ et $N_{He} = 9{,}24\ 10^{18}\ cm^{-3}$.

Connaissant τ_D nous pouvons calculer μ_{ioHe} la mobilité de l'ion Cs^+ dans l'hélium pur. Pour $\tau_D = 22{,}8$ ms nous trouvons :

$$\mu_{ioHe} = 73\ cm^2\ V^{-1}\ s^{-1}$$

valeur en profond désaccord avec les données de la littérature ($\mu_{ioHe} = 17\ cm^2\ V\ s^{-1}$ pour [16] et $\mu_{ioHe} = 18{,}5\ cm^2\ V^{-1}\ s^{-1}$ pour [20]). Ce ne peut donc être la diffusion ambipolaire de l'ion Cs^+.

Deux hypothèses peuvent être posées :

α) On peut penser que nous observons la diffusion d'un ion plus mobile que Cs^+. Un tel ion pourrait être par exemple Cs_2^+ ou He Cs^+ qui serait effectivement plus mobile que Cs^+ dans la vapeur de césium (puisque le transfert de charge résonnant réduit la mobilité de Cs^+ dans Cs). Toutefois la contribution principale est due à la mobilité μ_{ioHe} de l'ion dans l'hélium et l'on comprendrait mal que de tels ions puissent être beaucoup plus mobiles que Cs^+ dans l'hélium.

β) Loëb [16] a montré que lorsque l'on a un phénomène de conversion d'ions du type :

$$A^+ + B + C \longrightarrow (A\ B)^+ + C$$

et une recombinaison de l'ion $(A\ B)^+$ très rapide devant la première réaction, on peut dans ce cas observer une décroissance exponentielle de la densité électronique.

En effet si A et M sont les densités respectives de l'ion atomique et de l'ion moléculaire, ν_c la fréquence de conversion et α le coefficient de recombinaison, l'équation de conservation pour A et M s'écrira :

$$\frac{dA}{dt} = -\left(\nu_c\ A + \frac{A}{\tau_D'}\right)$$

où τ_D' est la constante de temps de diffusion

et $$\frac{dM}{dt} = \nu_c A - \alpha M n_e \qquad \text{avec } n_e = M + A$$

Si A ≫ M ce modèle conduit à la solution :

$$n_e(t) = n_{eo}\, e^{-(\nu_c + 1/\tau_D')t}$$

De la valeur expérimentale de la constante de temps τ_D (22,8 ms) et de la valeur de τ_D' calculée à l'aide de l'annexe II (140 ms) on arrive à :

$$\nu_c = 37\ s^{-1} \text{ pour } p_{He} = 60 \text{ torr}$$

Remarquons que cette possibilité de conversion d'ions a déjà été supposée dans le cas de postluminescence en césium pur à des pressions supérieures à 0,6 torr par Sayer et al. [21]. Il s'agissait de la formation d'ions moléculaires Cs_2^+, Cs_3^+, etc ...

Dans notre cas on pourrait envisager la formation d'ions moléculaires de césium par la réaction :

$$Cs^+ + Cs + He \longrightarrow Cs_2^+ + He \qquad \text{(réaction 1)}$$

On peut aussi envisager la formation des ions moléculaires $HeCs^+$ par la réaction :

$$Cs^+ + He + He \longrightarrow He\ Cs^+ + Cs \qquad \text{(réaction 2)}$$

Ces ions ainsi formés ont la possibilité de se recombiner rapidement par des processus dissociatifs.

Si ces réactions existent, le taux de conversion K_1 pour la réaction 1 sera égal à $\nu_c / n_{Cs} n_{He}$, soit pour $n_{Cs} = 10^{15}\ cm^{-3}$ et $n_{He} = 9{,}3\ 10^{17}\ cm^{-3}$ $K_1 = 4.10^{-32}\ cm^6\ s^{-1}$, et le taux de conversion K_2 pour la réaction 2 sera $K_2 = \nu_c / n_{He}^2 = 4.10^{-35}\ cm^6\ s^{-1}$. Dans la littérature les valeurs des taux de conversion d'ions atomiques en ions moléculaires sont comprises entre 10^{-32} et $10^{-30}\ cm^6\ s^{-1}$. On peut citer le taux de conversion de l'ion He^+ en ion He_2^+ par la réaction :

$$He^+ + He + He \longrightarrow He_2^+ + He$$

mesuré par [19] : $K = 6.10^{-32}$ cm^6 s^{-1}, ou le taux de conversion de l'ion Ar^+ en ion Ar_2^+ par la réaction :

$$Ar^+ + Ar + He \longrightarrow Ar_2^+ + He$$

donné par G.E. Veatch et H.J. Oskam [24] : $K = 8.10^{-32}$ cm^6 s^{-1}.

Le taux de réaction correspondant à la réaction 1 est donc analogue aux taux trouvés pour He^+ et Ar^+ ci-dessus.

b) Nous pouvons extrapoler le terme de perte électronique par conversion d'ions vers les temps $t < 25$ ms. Nous pouvons faire de même avec le terme de perte par diffusion calculé à l'aide de l'annexe III et en tenant compte cette fois de la variation de la température électronique et de répartition spatiale. Ceci va nous permettre de déterminer un coefficient de recombinaison α dans la postdécharge proche. En effet l'équation d'évolution de la densité électronique s'écrit :

$$\frac{1}{n_e}\frac{dn_e}{dt} = -\alpha n_e - \left(\frac{1}{n_e}\frac{dn_e}{dt}\right)_{Diff.} - \left(\frac{1}{n_e}\frac{dn_e}{dt}\right)_{Conv.}$$

Le $1/n_e\ dn_e/dt$ peut être déduit des pentes des tangentes à la courbe 19 en chaque point de mesure de la densité électronique.

On peut nous reprocher d'extrapoler le terme $\left(\frac{1}{n_e}\frac{dn_e}{dt}\right)_{Conv.}$ calculé à partir de l'hypothèse non réellement vérifiée de la conversion d'ions. A cela nous répondrons que le terme de correction de $\frac{1}{n_e}\frac{dn_e}{dt}$ qui est $\left(\frac{1}{n_e}\frac{dn_e}{dt}\right)_{Diff} + \left(\frac{1}{n_e}\frac{dn_e}{dt}\right)_{Conv.}$ est faible. En effet aux plus faibles densités électroniques où nous avons fait de calcul le terme de correction ne représente que 40% du $1/n_e\ dn_e/dt$. Donc si l'hypothèse de conversion d'ions est fausse l'erreur sur le coefficient α sera faible.

Nous avons comparé $K = \alpha/n_e$ aux mesures faites par Sayer et al. [18] dans des postdécharges en césium pur et aux calculs théoriques du coefficient de recombinaison à trois corps stabilisée par un électron de Pascale et Sayer [17]. Ces trois coefficients sont portés sur la figure 21 en fonction du logarithme de la température électronique. On peut conclure à la vue de cette figure à la similitude de notre coefficient avec les valeurs expérimentales du coefficient de recombinaison

collisionnelle radiative à trois corps stabilisée par un électron de Sayer et al. [8].

Si l'on suppose que la recombinaison est due d'une part à un mécanisme du type :

$$Cs^+ + e^- + e^- \longrightarrow Cs^*(p) + e^-$$

et d'autre part à un mécanisme où le troisième corps est un atome d'hélium [18, 19]

$$Cs^+ + e^- + He \longrightarrow Cs^*(p) + e^-$$

le coefficient α peut se mettre sous la forme [19]

$$\alpha = K n_e + K_o n_{He}$$

Le fait que le α mesuré dans les mélanges Cs-He est très voisin du coefficient de recombinaison K mesuré par [8] en l'absence d'hélium, montre que K_o est très petit. Nous pouvons donner qu'une borne supérieure de ce coefficient de recombinaison à trois corps stabilisés par un atome d'hélium :

$$K_o < 5.10^{-29} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$$

Nous discuterons plus tard de cette valeur limite par comparaison aux résultats de [18, 19].

5. Discussion et remarques sur la décroissance de la densité électronique dans la postluminescence.

En résumé les résultats préliminaires des postdécharges font apparaître que le mécanisme de recombinaison dans les premiers temps de la postluminescence sont du type recombinaison à trois corps stabilisée par un électron

$$Cs^+ + e^- + e^- \longrightarrow Cs^*(p) + e^-$$

comme dans le cas du césium pur [8]. Ces résultats ont aussi montré dans la postdécharge lointaine qu'au mécanisme de perte de particules chargées par diffusion pouvait s'ajouter un mécanisme de conversion d'ions atomiques en ions moléculaires qui se recombineraient rapidement.

En conséquence la recombinaison à trois corps stabilisée par un atome d'hélium

$$Cs^+ + e^- + He \longrightarrow Cs^*(p) + He$$

n'a pas de rôle important dans les mécanismes de pertes électroniques comme cela a été montré par [7]. Cela nous a conduit à donner une valeur limite du coefficient K_o associé à la réaction ci-dessus

$$K_o < 5.10^{-29}\ cm^6\ s^{-1} \quad à \quad 625°K$$

Cette constatation nous amène à faire quelques remarques Bates et Khare [18] ont calculé le coefficient de recombinaison trois corps correspondant à la réaction $H_e^+ + e^- + He \longrightarrow He^* + He$. Leur résultat est $K_{oHe^+} \simeq 5.10^{-28}\ cm^6\ s^{-1}$ à 600°K. D'après [18] ce résultat n'est pas sensible à la nature de l'ion.

D'autre part Deloche et al. [19] ont mesuré un coefficient de recombinaison à trois corps stabilisée par un atome d'hélium de $5.10^{-27}\ cm^6\ s^{-1}$ à 300°K pour l'ion moléculaire He_2^+. La différence de température ne peut pas expliquer, à elle seule, la différence entre notre valeur limite de K_o pour Cs^+ et la valeur mesurée par [19] pour He_2^+. Cette différence semble être due à la nature moléculaire de He_2^+. Par ailleurs pour He^+, Deloche et al. ont constaté que le coefficient de recombinaison associé à la réaction :

$$He^+ + e^- + He \longrightarrow He^* + He$$

est trop faible pour être déterminé. Ce qui nous fait dire, à la vue de notre résultat et de celui de Deloche et al., que la théorie de [18] surestime le coefficient de recombinaison de He^+ stabilisée par un atome d'hélium.

D. DISCUSSION GENERALE DES RESULTATS EXPERIMENTAUX.

Nous venons de voir que dans les postluminescences, l'hélium pouvait provoquer des faibles pertes électroniques soit par un mécanisme de recombinaison trois corps stabilisée par un atome d'hélium (coefficient $K_o < 5.10^{-29}\ cm^6\ s^{-1}$), soit par l'intermédiaire d'une conversion d'ions Cs^+ en Cs_2^+ se recombinant rapidement (coefficient de conversion

$\nu_c = 37\ s^{-1}$). Ceci conduit à un coefficient de recombinaison α_{He} inférieur à $5.10^{-11}\ cm^3\ s^{-1}$ ($\alpha_{He} = n_{He}\ K$) pour le premier processus et pour $n_{He} = 9.3\ 10^{17}\ cm^{-3}$, et à coefficient de recombinaison apparent $\alpha'_{app} = \nu_c/n_e = 3.10^{-11}\ cm^{+3}\ s^{-1}$ pour $n_e = 10^{12}\ cm^{-3}$.

Nous devons nous poser la question suivante : est-ce que ces résultats des postluminescences n'infirment pas notre interprétation des résultats des décharges stationnaires puisque nous avons été amenés dans ces régimes à introduire un terme de pertes électroniques induites par l'hélium ? De ce terme que nous avons assimilé à un terme de "recombinaison" nous avons tiré à l'aide du modèle [1] un coefficient apparent de recombinaison $\alpha_{app} = 6.10^{-9}\ cm^3\ s^{-1}$ pour $n_e = 10^{12}\ cm^{-3}$ et $n_{He} = 9.3\ 10^{17}\ cm^{-3}$ ($p_{He} = 60$ torr). Si nous comparons ce coefficient à ceux déduits des études des postluminescences indiquées plus haut pour les mêmes conditions de densités électroniques et d'hélium, il semble que notre interprétation soit mise en défaut. Nous allons essayer de montrer que ce n'est pas forcément vrai.

Dans le cas des postluminescences la température électronique est assez rapidement égale à celle du gaz T_g. Les réactions :

$$Cs^*(p) + e^- \rightleftharpoons Cs^*(q) + e^- \qquad (1)$$

$$Cs^*(p) + He \rightleftharpoons Cs^*(q) + He \qquad (2)$$

$$Cs^+ + e^- + e^- \rightleftharpoons Cs^*(p) + e^- \qquad (3)$$

$$Cs^+ + e^- + He \rightleftharpoons Cs^*(p) + He \qquad (4)$$

vont avoir toutes tendance, puisque $T_e = T_g$, à amener les populations des niveaux excités à l'équilibre à la température T_g. Dans ces conditions les effets globaux des processus collisionnels avec un électron et avec un neutre sont additifs. Dans ces conditions aussi, la faible valeur de K_o montre que le rôle de l'hélium est négligeable dans la recombinaison électron-ion pour nos conditions expérimentales.

Par contre dans les décharges continues la température électronique est très supérieure à la température du gaz. Dans ce cas les réactions (1) et (3) auront tendance à mettre les populations des niveaux à l'équilibre avec le gaz d'électrons, tandis que les réactions (2) et (4) tendront à ramener ces populations à l'équilibre à température T_g. Ceci fait apparaître une compétition entre les deux processus collisionnels. Cet antagonisme montre que les rôles respectifs des col-

lisions inélastiques électroniques et des collisions inélastiques neutre-neutre sur les caractéristiques du plasma, peuvent être fort différents lorsque $T_e > T_g$ de ce qu'ils sont dans une postluminescence où $T_e = T_g$. Ainsi à un faible coefficient de recombinaison trois corps stabilisée par un atome d'hélium ne correspond pas obligatoirement une faible contribution de l'hélium au mécanisme global de recombinaison-ionisation dans un régime stationnaire.

Ceci n'est qu'un raisonnement qualitatif. Pour mener à bien un raisonnement quantitatif il faudrait tenir compte de toutes les interactions possibles entre tous les niveaux et les diverses espèces présentes. L'introduction dans un modèle numérique tel que celui développé pour le cas du césium pur par [1], des sections efficaces des réactions du type (éq. 2) et (éq. 4) seraient donc le meilleur test pour cette interprétation du rôle de l'hélium dans les décharges en mélange Cs-He. Mais ce travail se heurte à un certain nombre de difficultés telles que la méconnaissance des sections efficaces de transfert d'excitation pour les niveaux très excités. D'autre part le rôle de l'hélium semble très important sur les populations des niveaux excités proches du continu et surtout proches l'un de l'autre. Il faudrait donc tenir compte d'un nombre considérable de niveaux d'excitation. Ce qui est difficile dans la pratique.

Une approche, celle-ci expérimentale, permettrait de vérifier les hypothèses que nous avons avancées plus tôt. Il faudrait maintenir la température électronique supérieure à celle du gaz dans une postluminescence. Nous envisageons ainsi d'étudier le régime transitoire entre une décharge stationnaire à forte densité électronique et une décharge stationnaire à faible n_e. Pendant ce régime transitoire la présence d'un champ électrique permettra de maintenir la température électronique supérieure à celle du gaz. Dans ces conditions nous pensons déterminer un coefficient de "recombinaison" apparent qui sera une fonction des coefficients de recombinaison stabilisée par un électron et par un neutre, et de tous les processus d'ionisation.

Chapitre V

CONCLUSION

Le but de ce travail a été d'étudier l'influence d'une concentration importante d'atomes neutres sur un gaz ionisé. Pour celà nous avons étudié des décharges dans un mélange césium-hélium où seule la vapeur alcaline est ionisée.

Les travaux antérieurs sur ce sujet, tels que [4], [5] et [6] semblaient montrer que le gaz rare n'avait qu'un rôle de gaz tampon (frein de la diffusion ambipolaire).

Nous avons observé que cela n'était plus vrai pour les rapports densité électronique à celle du gaz rare, inférieurs à 5.10^{-5}. En effet l'addition de l'hélium entraîne un accroîssement des écarts à l'équilibre thermodynamique local du gaz ionisé. Nous avons pu en particulier observer une forte remontée de la température électronique lorsque la densité des électrons décroît. Ce phénomène est d'autant plus marqué que la pression d'hélium est forte. Nous avons interprété cet accroissement de la température par un mécanisme de recombinaison induit par l'hélium. Ce qui nous a conduits à étudier les postluminescences dans les mélanges césium-hélium.

Cette étude a montré que la présence d'hélium ne faisait pas apparaître un ccefficient de recombinaison trois corps stabilisée par un atome hélium aussi grand que le prévoyait Bates et Khare [18] par leur calcul théorique ($K_o < 5\ 10^{-29}\ cm^6\ s^{-1}$).

La faible valeur du coefficient K_o semble en contradiction avec l'interprétation des résultats des régimes stationnaires. Toutefois nous pensons que si les collisions inélastiques césium-hélium sont négligeables dans le cas des postluminescences où la température électronique et la température du gaz sont égales, il se peut qu'à une très

faible valeur du coefficient K_o ne corresponde pas forcément une faible contribution de l'hélium au mécanisme global de recombinaison-ionisation dans les régimes stationnaires où $T_e > T_g$.

Pour vérifier cette hypothèse nous envisageons d'autres expériences sur les postluminescences.

Annexe I

REPARTITION SPATIALE

Les émetteurs, la densité et la température électroniques n'ont pas une répartition uniforme sur un rayon transversal du tube. Les mesures de population, de température et de densité électroniques sont donc des valeurs moyennées sur un diamètre et doivent être corrigées pour que nous puissions atteindre leur valeur au centre du tube.

1. Sayer, Jeannet et Berlande [1] ont constaté que les profils des répartitions spatiales étaient bien représentés de façon générale par l'expression analytique :

$$f(x) = \left(1 - \frac{x^2}{R^2}\right)^{\delta}$$

où x est la distance de l'axe de visée au centre du tube, R le rayon de ce dernier et δ un paramètre ajustable dépendant des conditions expérimentales.

L'inversion d'Abel fournit les variations de densité de population, de la densité et de la température électronique en fonction de la distance du point choisi au centre du tube

$$g(r) = \frac{1}{\xi(\delta)} \left(1 - \frac{r^2}{R^2}\right)^{\delta - 1/2}$$

où $\xi(\delta) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{\Gamma(\delta+1)}{\Gamma(\delta+1/2)}$.

Le miroir tournant (voir appareillage de mesure) nous permet d'atteindre f(x) en mesurant la lumière émise dans une section transversale du plasma. δ, et donc $\xi(\delta)$, est alors déduit de f(x).

2. APPLICATION.

2.1. aux populations des niveaux excités

Ce que l'on cherche c'est la valeur de n_p/g_p au centre du tube. Or $g(0) = 1/\xi(\delta)$. $\xi(\delta)$ est déduit de la répartition spatiale de la raie servant à la mesure de n_p/g_p. Il suffira de multiplier la valeur mesurée de n_p/g_p par $1/\xi(\delta)$ pour remonter à la valeur au centre.

2.2. Application à la température électronique.

Il faudra cette fois-ci mesurer $\xi_\lambda(\delta)$ pour toutes les longueurs d'ondes où a été mesurée l'intensité du continu étudié. En multipliant $\lambda^2 I_c(\lambda)R(\lambda)$ par $1/\xi_\lambda(\delta)$ nous obtiendrons une nouvelle droite correspondant à la température au centre du tube.

2.3. Densité électronique.

Il ne nous est pas possible d'atteindre la répartition spatiale de la densité électronique par inferférométrie à cause de la dimension de la tache focale qui est de l'ordre de quelques longueurs d'onde (λ = 4 mm). Mais l'intensité lumineuse émise par le plasma au seuil du continu de recombinaison est proportionnelle au carré de la densité électronique. Ainsi, pour le continu de recombinaison sur le 6P où λ_S = 4950 Å, si I_{4950} a un profil $f(x) = (1-x^2/R_\lambda^2)^\delta$, n_e a pour profil $\sqrt{f}(x) = \left(1 - \frac{x^2}{R^2}\right)^{\delta/2}$ ce qui conduit à :

$$g(r) = \frac{1}{\xi(\delta/2)} \left(1 - \frac{r^2}{R^2}\right)^{\delta/2-1/4}$$ pour la répartition électronique

En mesurant le $\xi(\delta)$ correspondant à I_{4950} on en déduit $\xi(\delta/2)$.

Annexe II

VALIDITE DE LA METHODE DE MESURE DE LA TEMPERATURE ELECTRONIQUE.

Rappel de la méthode.

La température électronique est déterminée à l'aide de la lumière émise lors de la recombinaison radiative électron-ion

$$Cs^+ + e^- \longrightarrow Cs^*(6P) + h\nu$$

L'intensité lumineuse est alors proportionnelle à

$$\frac{n_e^2}{\lambda^2} e^{-hc/kT_e \; 1/\lambda \; + \; E_i/kT_e}$$

En portant $\ln \lambda^2 R \, I_c(\lambda)$ en fonction de $1/\lambda$ on obtient alors une droite de pente $- hc/kT_e$ (avec R_λ le facteur d'étalonnage).

Cause possible d'erreur de la méthode.

Imaginons qu'au signal dû à la recombinaison électron-ion s'ajoute un autre signal constant ou quasi-constant en longueur d'onde. Puisque nous définissons la température comme l'inverse de la pente de la droite $\ln \lambda^2 R_\lambda I_\lambda = f(1/\lambda)$, ajouter une constante à $I(\lambda)$ revient à augmenter la température déduite.

Ce signal supplémentaire peut être de la lumière diffusée à l'intérieur du monochromateur.

Test prouvant l'inexistence d'un signal achromatique dans le continu de recombinaison sur le niveau 6P.

Pour éliminer la lumière diffusée nous avons pris non pas un monochromateur mais un double monochromateur. Sans cette précaution cette lumière diffusée pouvait représenter près de 50% du signal reçu dans le continu de recombinaison aux plus faibles densités électroniques.

Pour vérifier qu'il n'existe pas d'autre signal supplémentaire nous devions vérifier la proportionnalité entre la densité électronique mesurée par interférométrie micro-onde et celle déduite de l'intensité à 4950 Å (seuil du continu sur le 6P). A cette longueur d'onde $I_{4950} \propto n_e^2$. Pour Cs-He les continus de recombinaison ont été enregistrés en continu pour les fortes densités électroniques et en comptage pour les faibles densités. Ce qui explique que nous ayons deux droites sur la figure 22 où la densité électronique mesurée par voie optique est portée en unités arbitraires en fonction de la densité électronique déduite par interférométrie. Cette courbe nous montre deux droites parallèles à la première bissectrice. Ce dernier point confirme l'inexistence de signal additif achromatique dans le domaine du continu relatif au 6P. On obtient le même résultat avec le mélange Cs-Ar.

Maintenant reste possible l'existence d'une intensité additive chromatique : des bandes induites par la présence du gaz rare. Ainsi il existe en présence d'hélium ou d'argon une "bande" (voir fig. 10) ayant un maximum à 6720 Å et susceptible de s'étendre vers le bleu sous le continu de recombinaison sur le niveau 5D. Il est alors impossible de définir une température à l'aide de ce continu car la courbe $\ln \lambda^2 R_c I_c = f(1/\lambda)$ n'est plus une droite. Par contre le continu de recombinaison sur le niveau 6P donne toujours une droite pour le mélange Cs-He même si on l'étudie dans un domaine très étendu (4950-3700 Å au lieu de 4950-4100 Å) (voir fig. 23). Il n'en est pas de même pour les mélanges Cs-Ar (fig. 24). On peut noter que la présence d'argon induit une "bande" de très faible intensité entre 4400 Å et 4175 et une autre "bande" à partir de 4175 Å et s'étendant vers le bleu au-delà de 4000 Å. On peut toutefois mesurer une borne supérieure de la température électronique (traits pointillés).

Le fait que la densité électronique obtenue à partir du niveau de lumière à $\lambda_S = 4950$ Å soit égale à la valeur de n_e déduite de la mesure micro-onde et que la courbe $\ln(\lambda^2 R_\lambda I_\lambda) = f(1/\lambda)$ reste une droite en présence d'hélium nous permet de conclure raisonnablement à la validité de cette méthode de mesure de la température électronique dans les décharges Cs-He.

Pour les mélanges Cs-Ar la méthode ne permet d'atteindre qu'une borne supérieure de la température électronique pour les faibles densités électroniques. Etant donnée la faible intensité de ces "bandes" par rapport au continu aux fortes densités électroniques, les mesures de la température ne sont pas trop faussées.

Annexe III

VARIATION DE LA DIFFUSION AVEC LA PRESSION D'HELIUM

La présence d'hélium modifie la mobilité μ_i des ions Cs^+. Or le coefficient de diffusion ambipolaire est relié à μ_i par la relation :

$$D_a = D_i \left(1 + \frac{T_e}{T_i}\right) \quad \text{avec} \quad D_i = \frac{k\,T_i}{e}\,\mu_i$$

où T_e est la température électronique et T_i la température des ions. Sayer et al. [8] ont trouvé une mobilité réduite $\mu_{io} = 0{,}09\ cm^2\ V\ s^{-1}$ de l'ion Cs^+ dans le césium pur ($\mu_{io} = \mu_i / 2{,}69\ 10^{19}\ n_{Cs}$ pour une pression de césium de 760 torr). La mobilité réduite de l'ion Cs^+ dans l'hélium est de $17\ cm^2\ V^{-1}\ s^{-1}$ à 600°K [16].

A partir de ces données nous avons écrit que :

$$\frac{1}{\mu_{im}} = \frac{1}{\mu_{iCs}} + \frac{1}{\mu_{iHe}}$$

soit

$$\frac{1}{\mu_{im}} = \frac{N_{Cs}}{2{,}69.10^{19} \times 0{,}09} + \frac{N_{He}}{17 \times 2{,}69.10^{19}}$$

La courbe 27 représente la variation de μ_{im} tirée de cette formule en fonction de la pression d'hélium.

BIBLIOGRAPHIE

[1] B. SAYER, J.C. JEANNET et J. BERLANDE,
J. Phys., 33, 993 (1972).

[2] M. PIMBERT,
J. Phys., 33, 331 (1972).

[3] D. CUVELLIER, P.R. FOURNIER, F. GOUNAND, J. BERLANDE,
C.R. Acad. Scien. Paris, 276B, 855 (1973).

[4] MORGULIS et POLUSHKIN,
High temperature, 4, 745 (1966).

[5] GRIDNEVA et KASABOV,
"Conference de Salzbourg SM 74/89 (1966).

[6] V.S. VOROBEV et A.I. GLEIZER,
Opt. Spektrosk., 37, 789 (1974).

[7] MORGULIS et A.I. KRAVCHENKO,
Opt. Spektrosk., 34, 650 (1973).

[8] B. SAYER, J.C. JEANNET, J. LOZINGOT et J. BERLANDE,
Phys. Rev., A8, 3012 (1973).

[9] Y. ARCHAMBAULT, J.C. JEANNET, S. RONSSIN, M. SIMON, B. SAYER,
Compte rendu C.E.A., Octobre 1968.

[10] C.L. CHEN et A.V. PHELPS,
Phys. Rev., 1, 62 (1969).

[11] CHARLOTTE MOORE,
Atomic Energie Levels V.III, National Bureau of Standars

[12] G. GARRET et Shang Yi CH'EN
Phys. Rev., 144, 233 (1966).

[13] L. AGNEW et C. SUMMERS,
Procceding of the seventh international Conference on Phenomena in ionized gases, Belgrade 2, 575 (Août 1965).

[14] R. BLECKRODE et J.W.V.D. LAARSE,
J. of appl. Pgts., 6, 2041 (1969).

[15] J.H. WASZINK and J. POLMAN,
J. of Appl. Phys., 6, 2043 (1969).

[16] LOEB,
Basic processes of gaseous electronics
(University of California press)
p. 63 table 12 et p. 583-92

[17] B. SAYER et J. PASCALE,
C.R. Acad. Science, Paris, 273, 453 (1971).

[18] BATES et KHARE,
Proc. of Phys. Soc., 85, 231 (1965).

[19] R. DELOCHE, P. MONCHICOURT, M. CHERET et F. LAMBERT,
à paraître dans Phys. Rev. A

[20] CHEN et RAETHER,
Phys. Rev., 128, 2679 (1972).

[21] B. SAYER, J.C. JEANNET, G. SAINT-HILAIRE, J. LOZINGOT et
J. BERLANDE,
J. Phys. B : Atom. Molec. Phys., 3, 503 (1975).

[22] Y. ARCHAMBAULT et A. BOURDIER,
C.R. Acad. Scien., Paris, 276, 833 (1973).

[23] B. SAYER, M. FERRAY, J. LOZINGOT, J. BERLANDE,
à paraître.

[24] G.E. VEATH and H.J. OSKAM,
Phys. Rev. A, 1, 1498 (1970).

[25] H. VAN TONGEREN,
Philips research reports (Thèse).

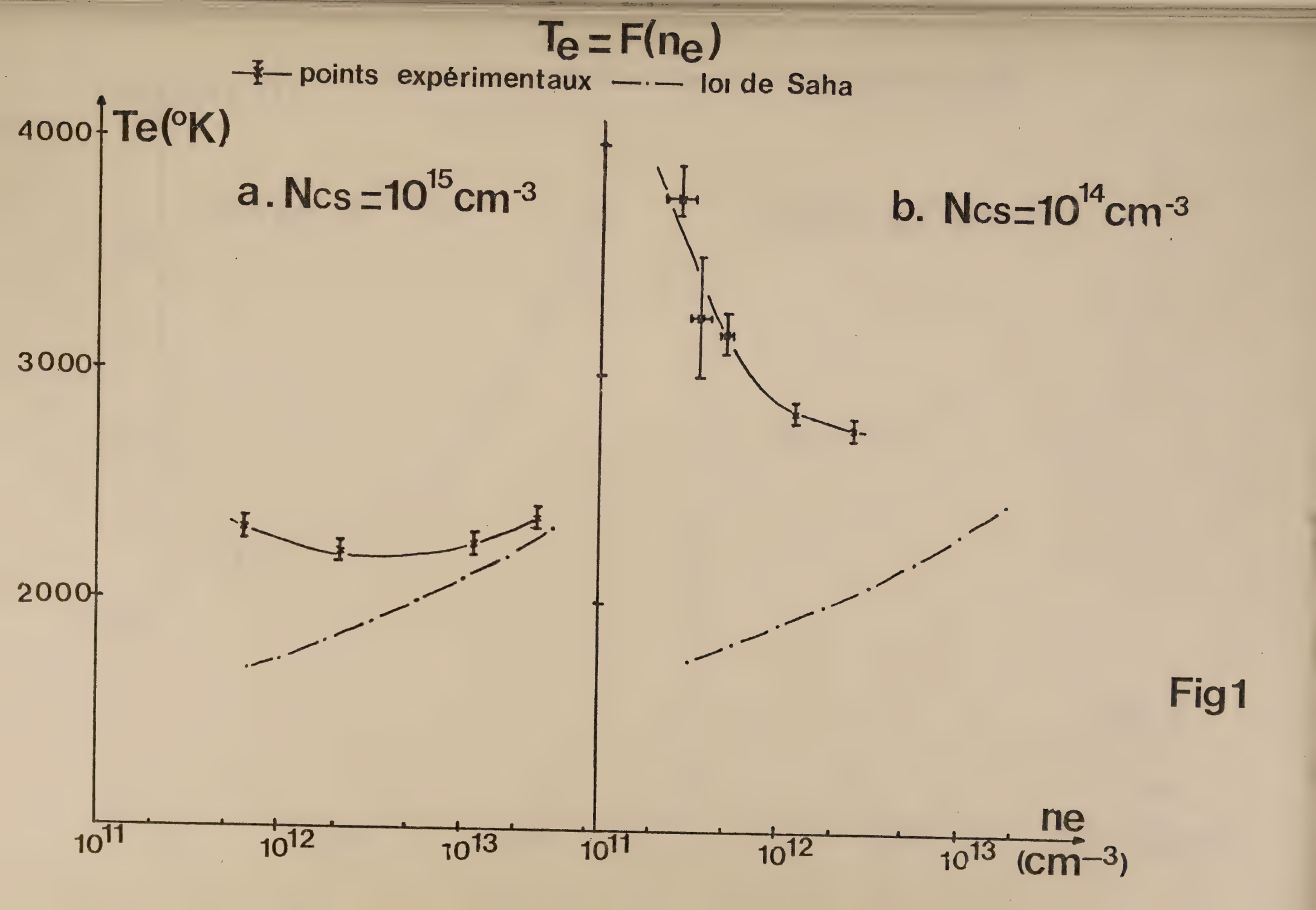

$T_e = F(n_e)$
points expérimentaux
loi de Saha
Te(°K)
4000
3000
2000
a. Ncs = 10^{15} cm^{-3}
b. Ncs = 10^{14} cm^{-3}
10^{11}
10^{12}
10^{13}
10^{11}
10^{12}
10^{13}
ne
(cm^{-3})

Fig 1

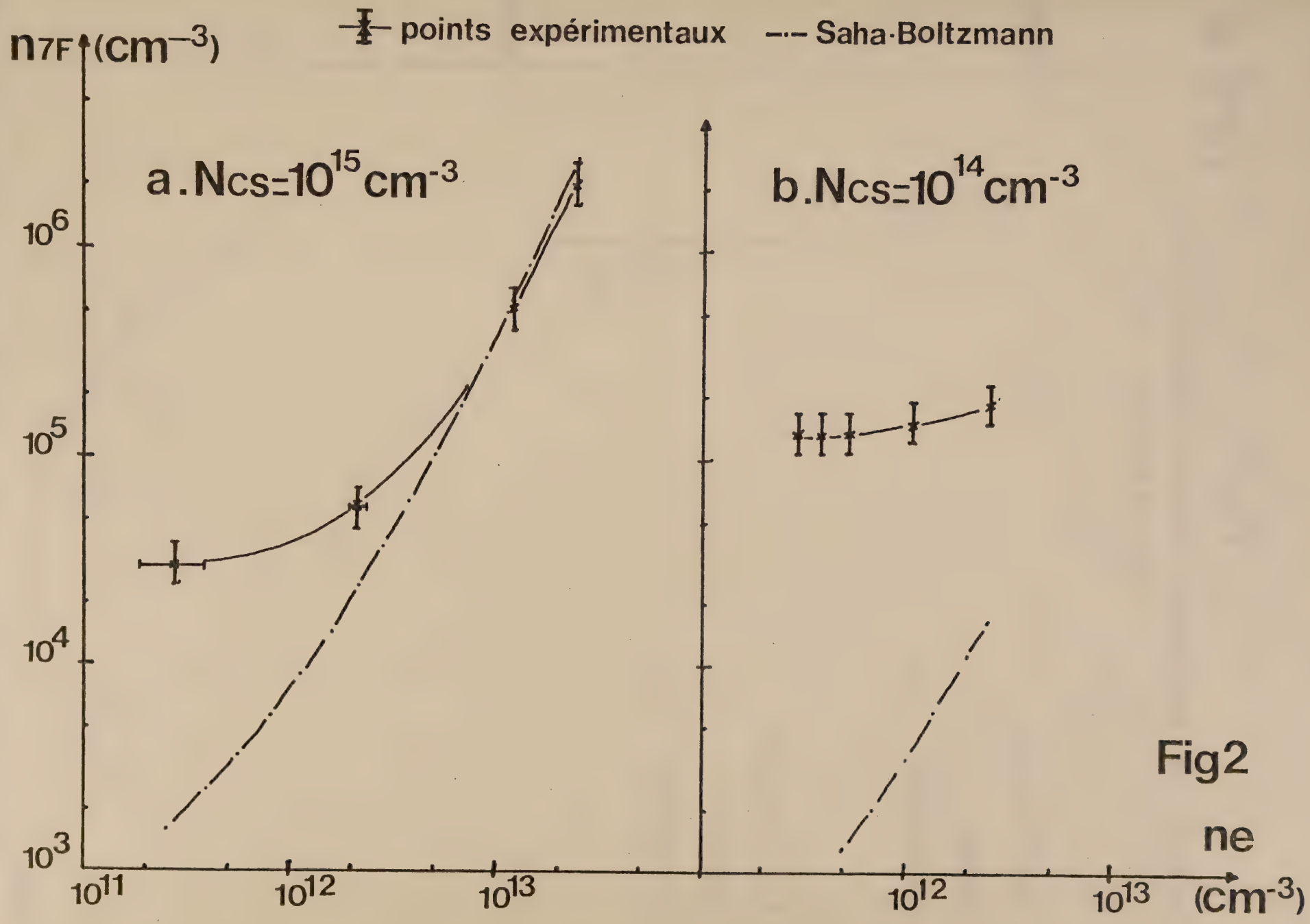

points expérimentaux
Saha-Boltzmann
n7F (cm−3)
a. Ncs=10^15 cm-3
b. Ncs=10^14 cm-3
10^6
10^5
10^4
10^3
10^11
10^12
10^13
10^12
10^13
(cm-3)
ne

Fig2

Fig 3

comparaison modèle - expérience de Te = F(ne)
tirée de la ref.1

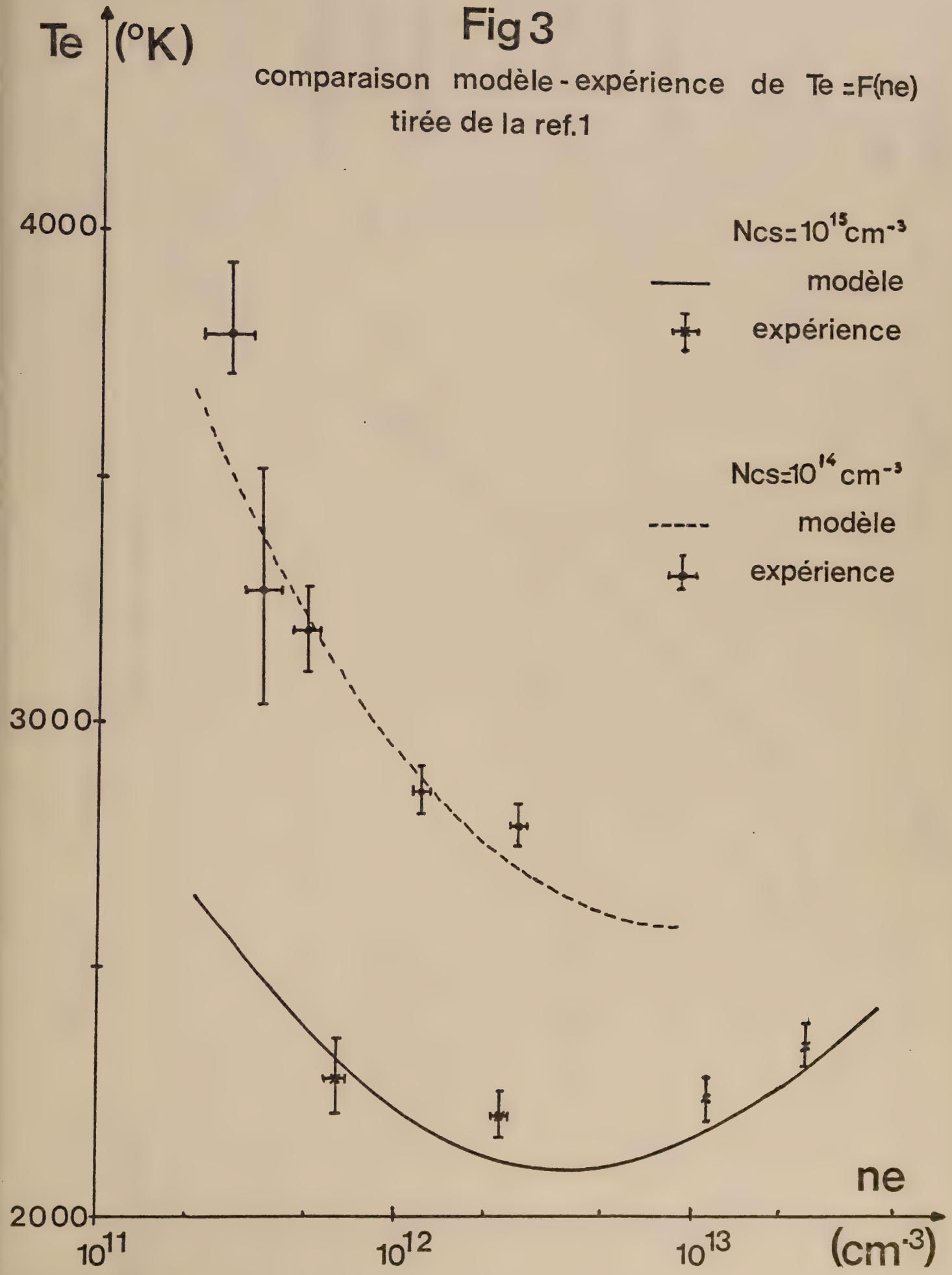
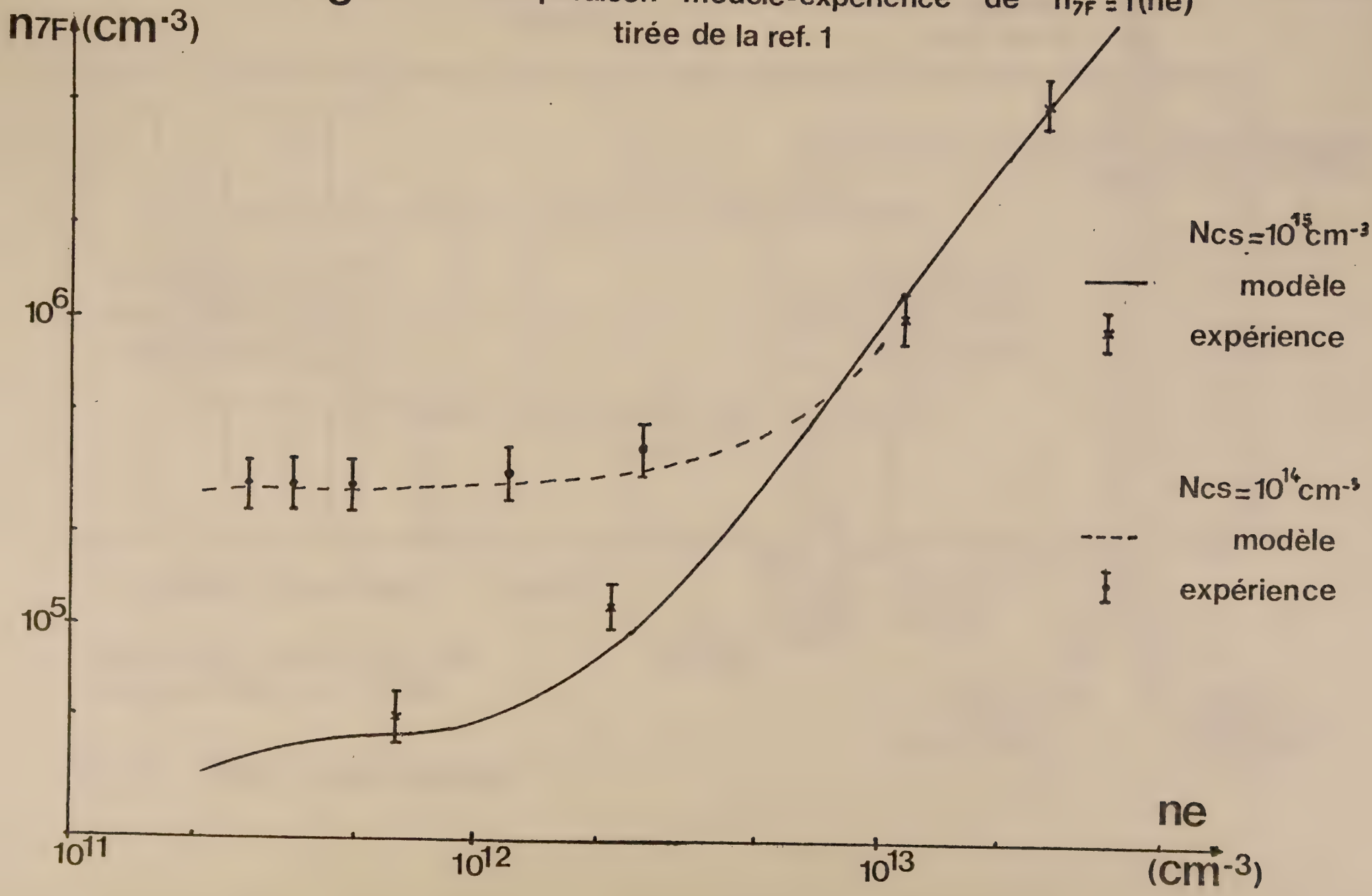
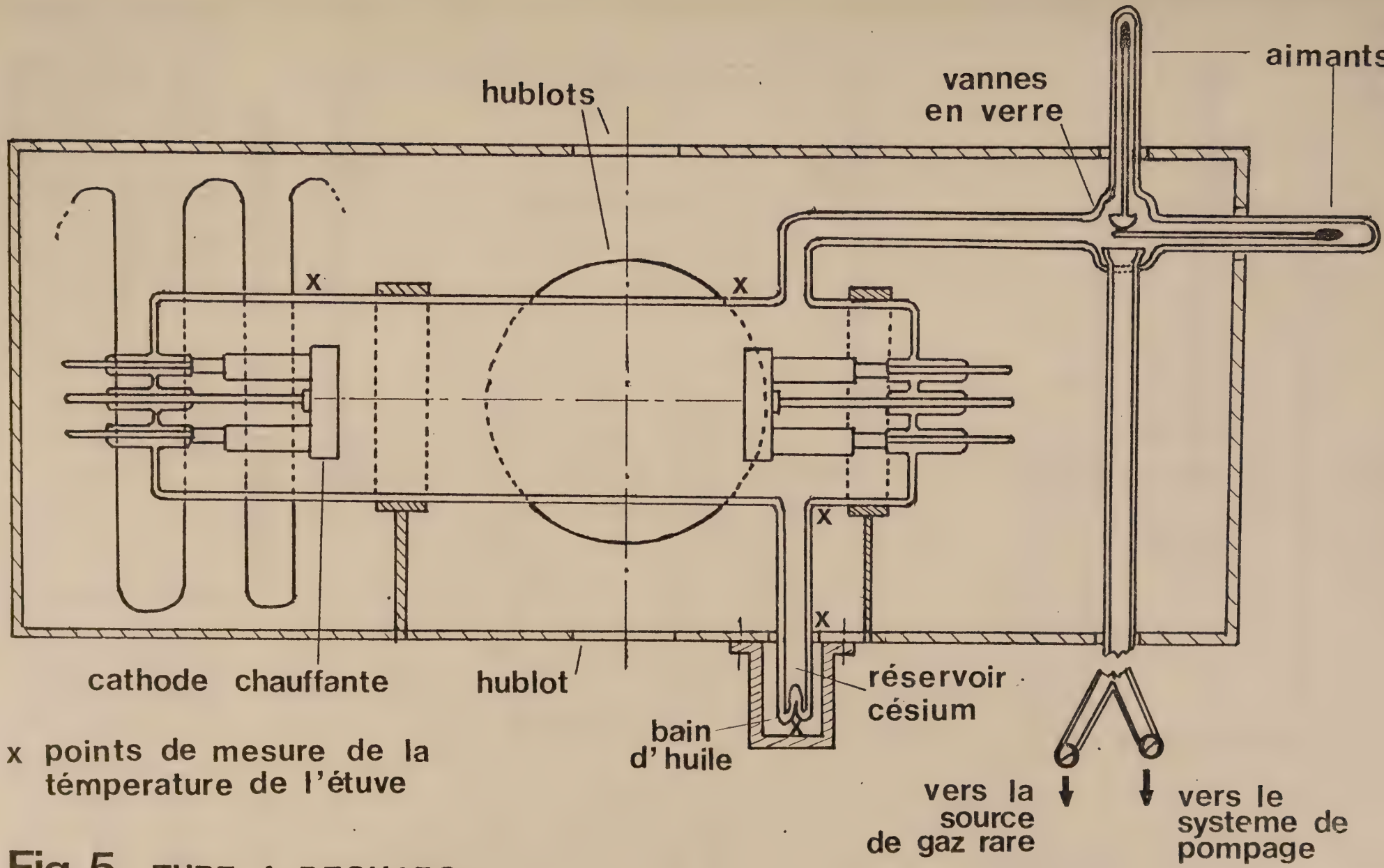


Fig 4 comparaison modèle-expérience de $n_{7F} = f(ne)$ tirée de la ref. 1

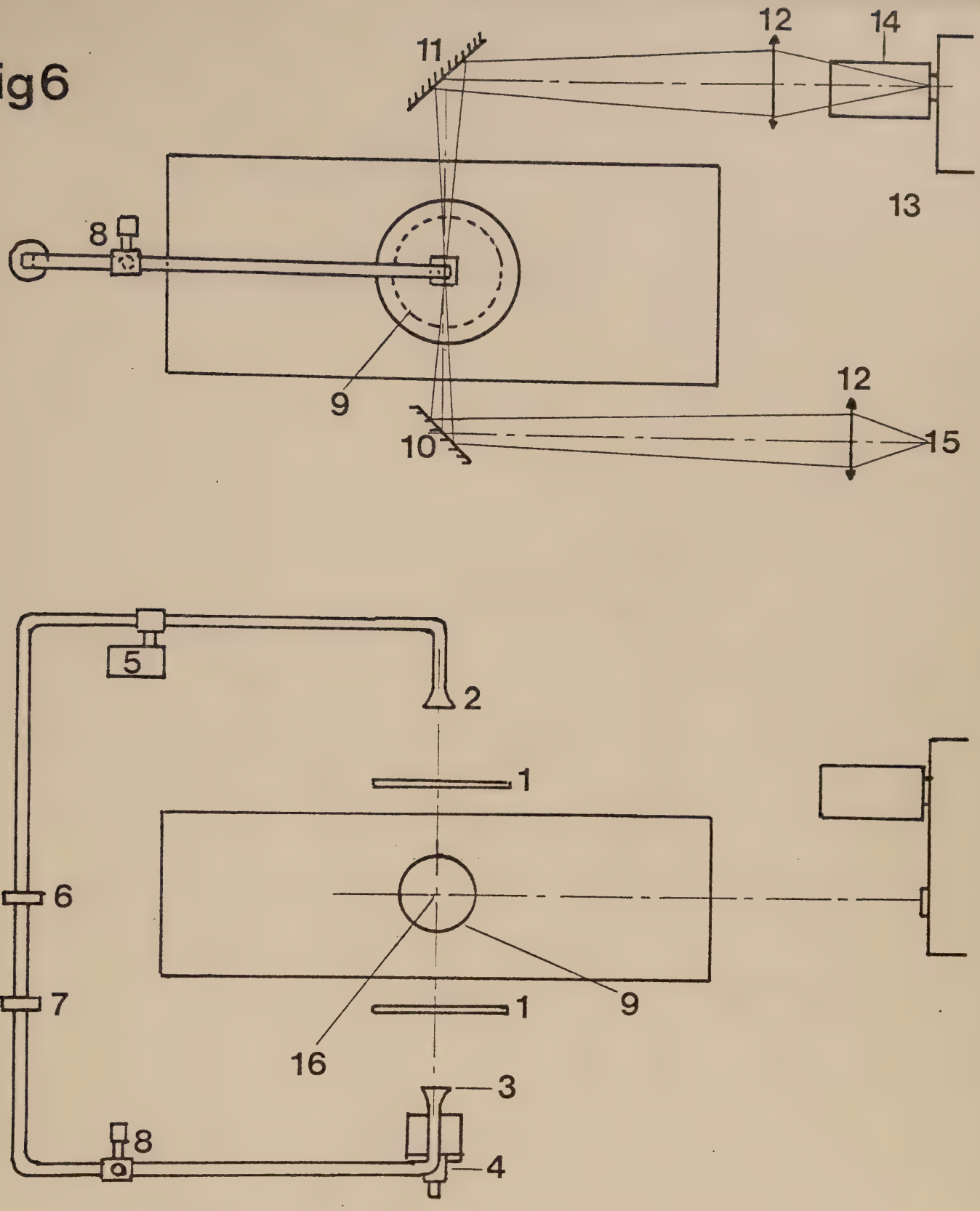




x points de mesure de la témperature de l'étuve

Fig 5 TUBE A DECHARGE

Fig6



DISPOSITIFS DE MESURE

1 Lentilles de Fresnel en téflon
2 cornet émetteur
3 cornet récepteur mobile
4 vis micrométrique
5 Klystron
6 Atténuateur
7 Déphaseur
8 Diodes receptrices
9 Hublots
10 miroir inférieur
11 miroir superieur mobile
12 lentilles achromatiques
13 Double monochromateur
14 Photo multiplicateur
15 Lampe étalon
16 Centre du tube

Fig 7

Profil d´absorption à 8521 Å

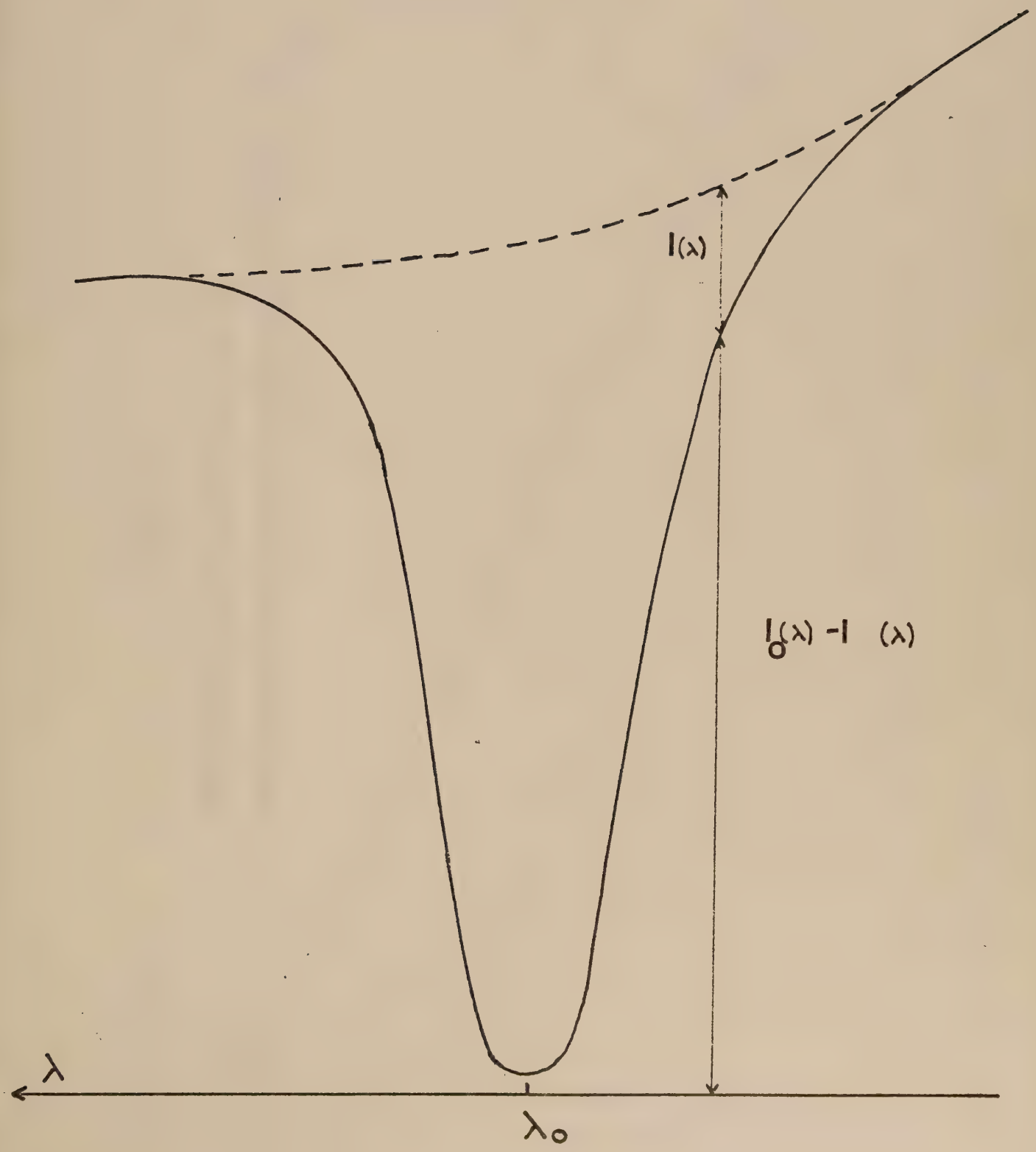


Fig 8

Estimation de l'incertitude sur T_e

les pentes des droites sont proportionnelles à $\frac{1}{T_e}$

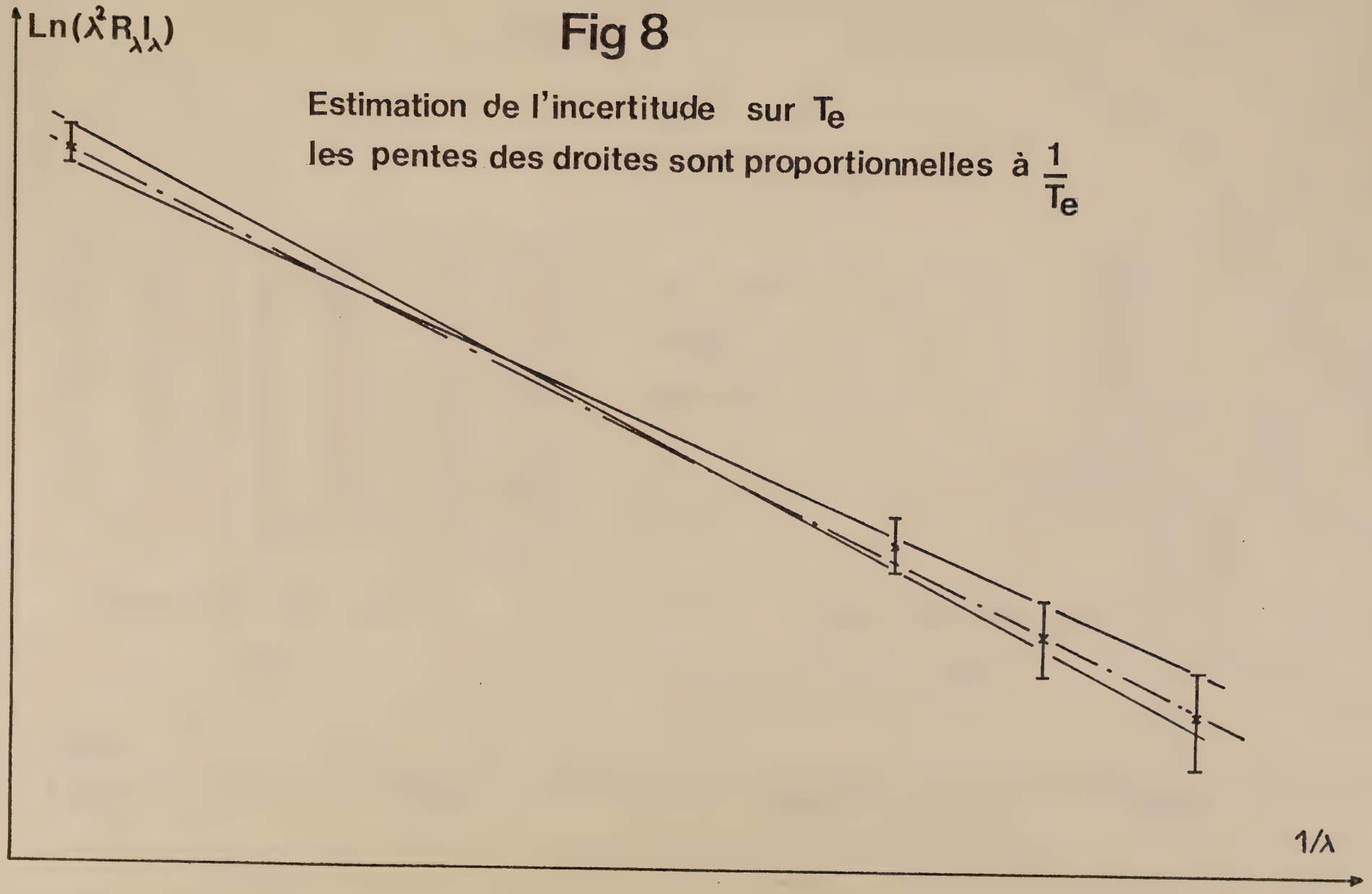


Fig 9

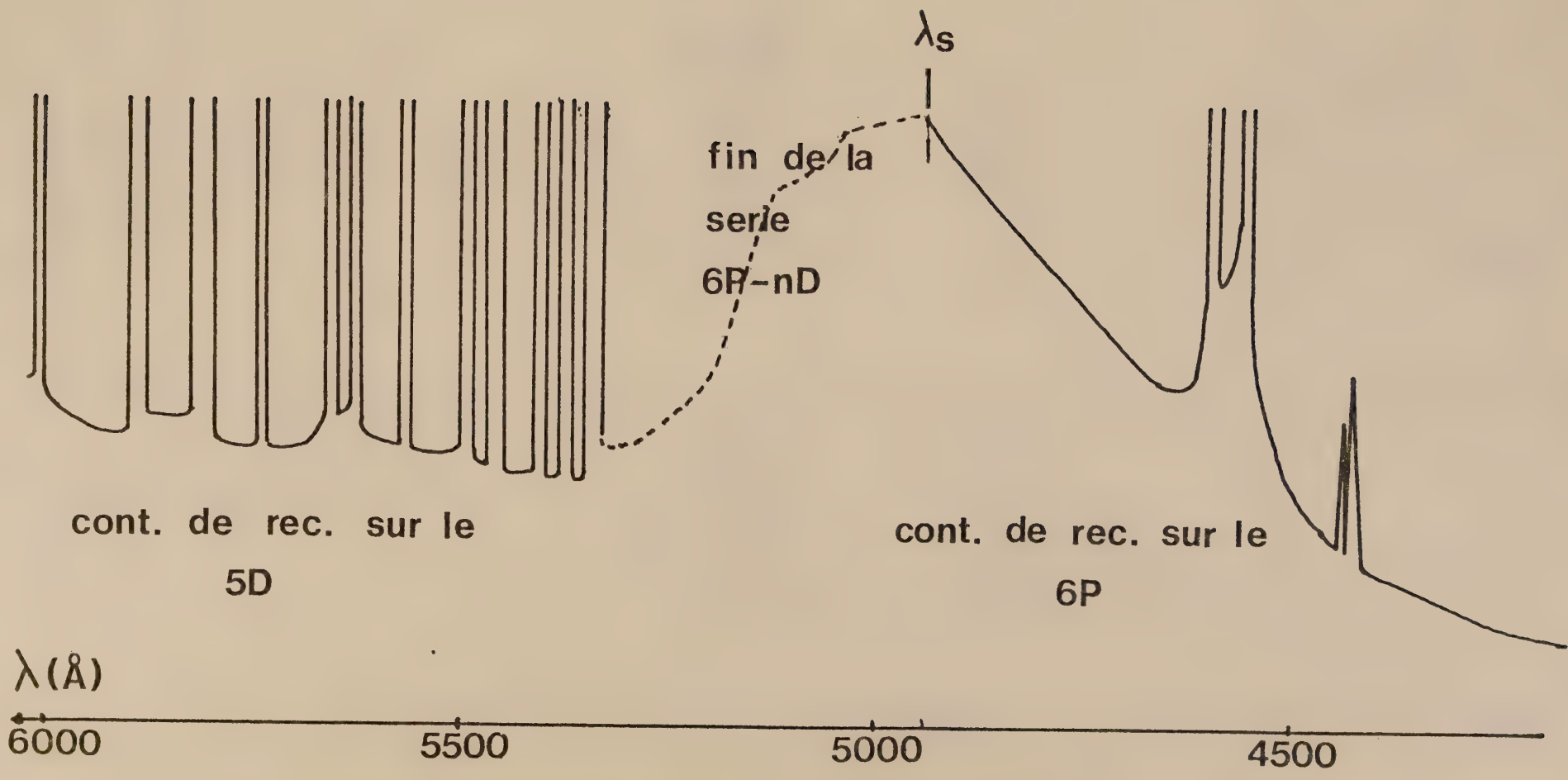
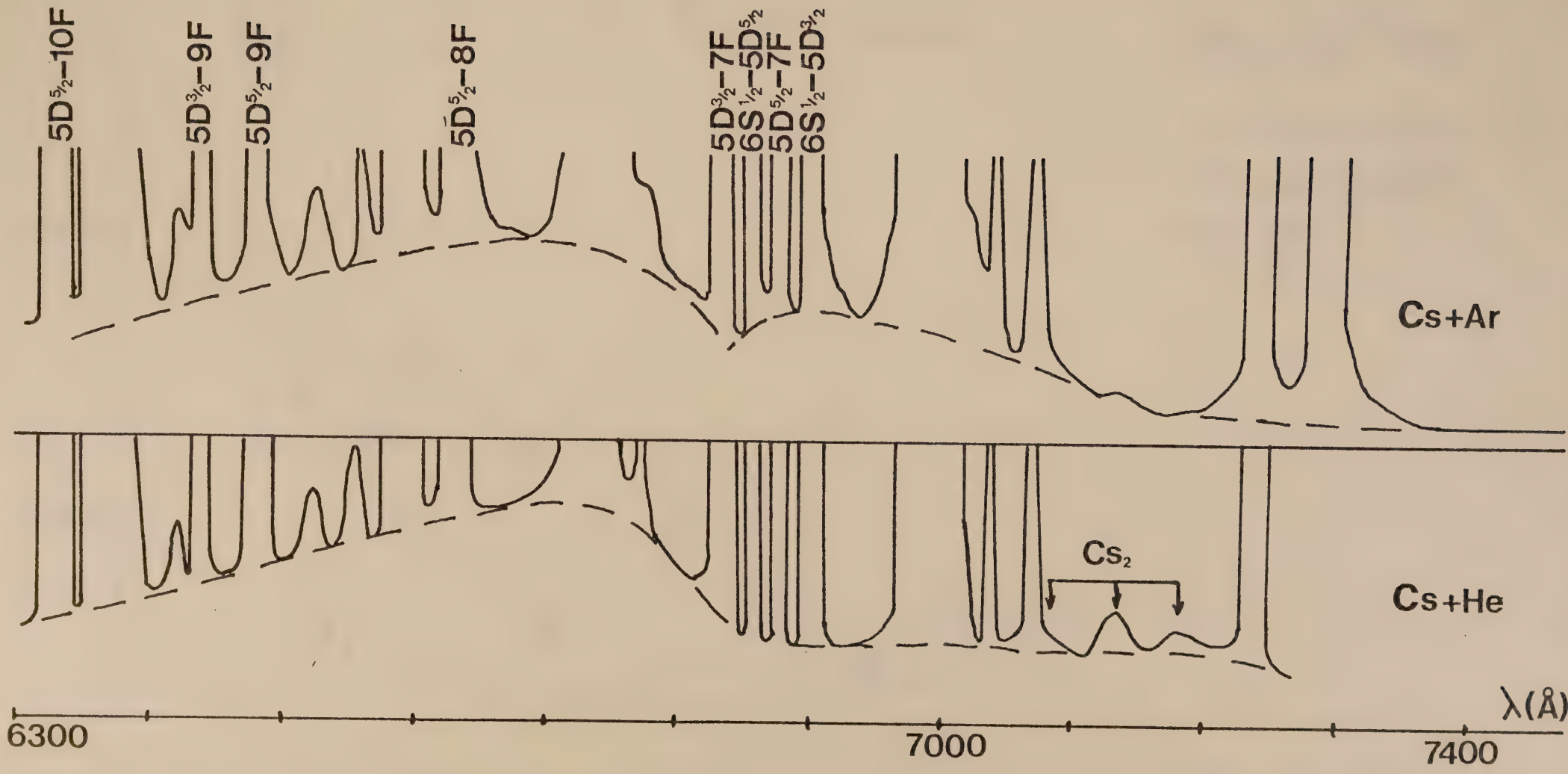

λs
fin de la
serie
6P-nD
cont. de rec. sur le
5D
cont. de rec. sur le
6P
λ(Å)
6000
5500
5000
4500

Fig 10


5D5/2–10F
5D3/2–9F
5D5/2–9F
5D5/2–8F
5D3/2–7F
6S1/2–5D5/2
5D5/2–7F
6S1/2–5D3/2
Cs+Ar
Cs2
Cs+He
λ(Å)
6300
7000
7400

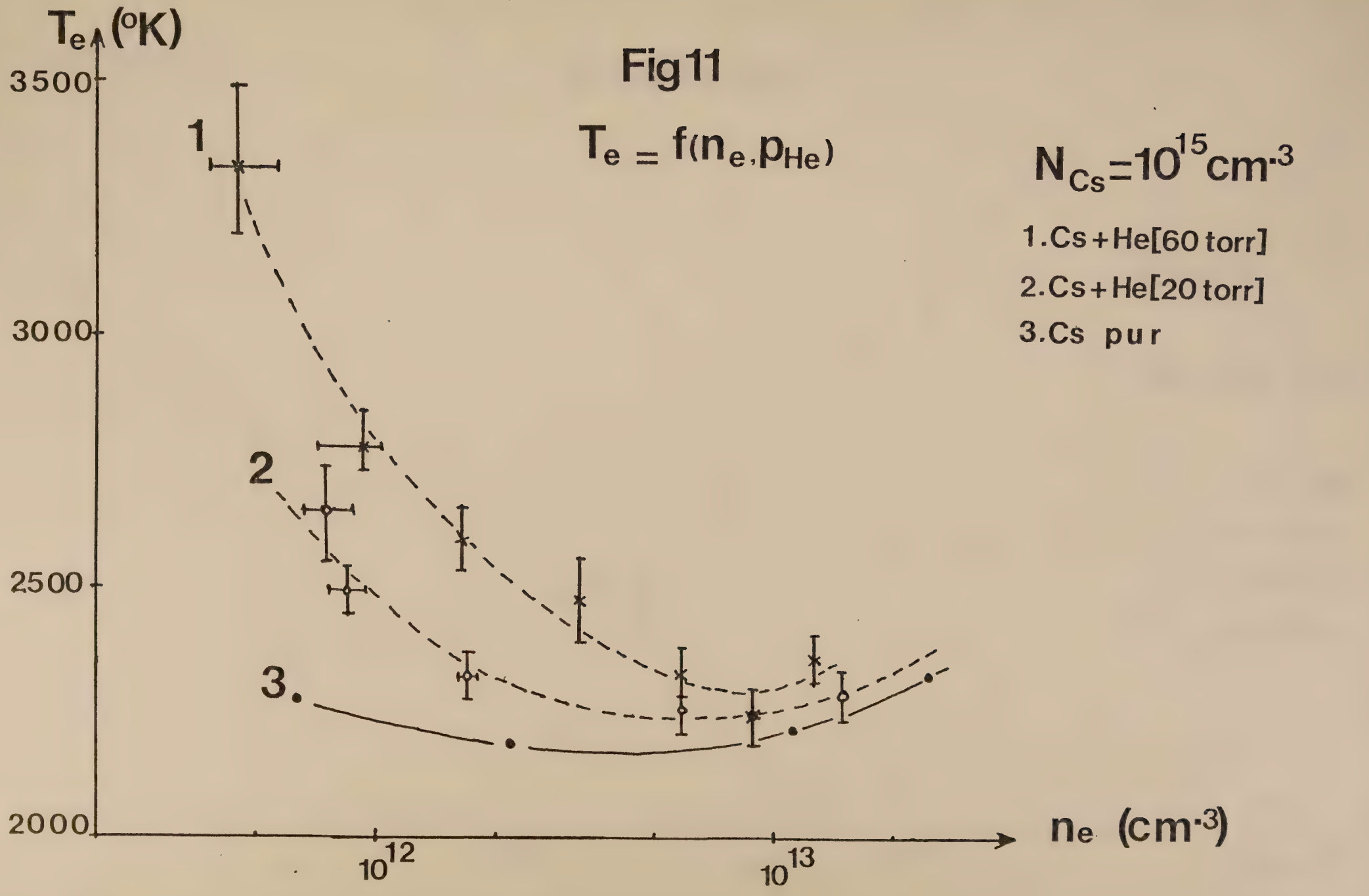


Fig 11

$T_e = f(n_e, p_{He})$

$N_{Cs}=10^{15}$cm^{-3}

1. Cs + He[60 torr]
2. Cs + He[20 torr]
3. Cs pur

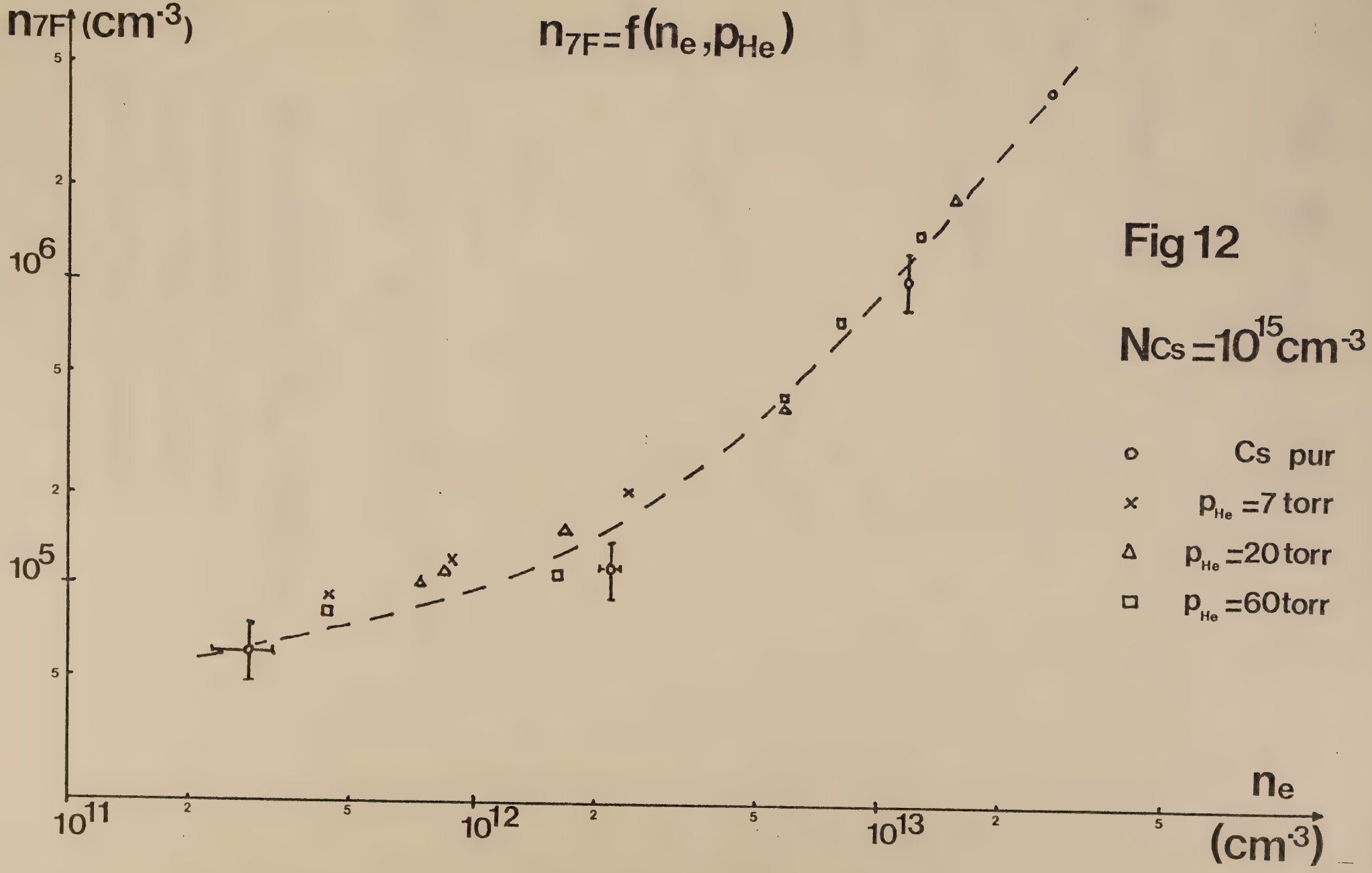
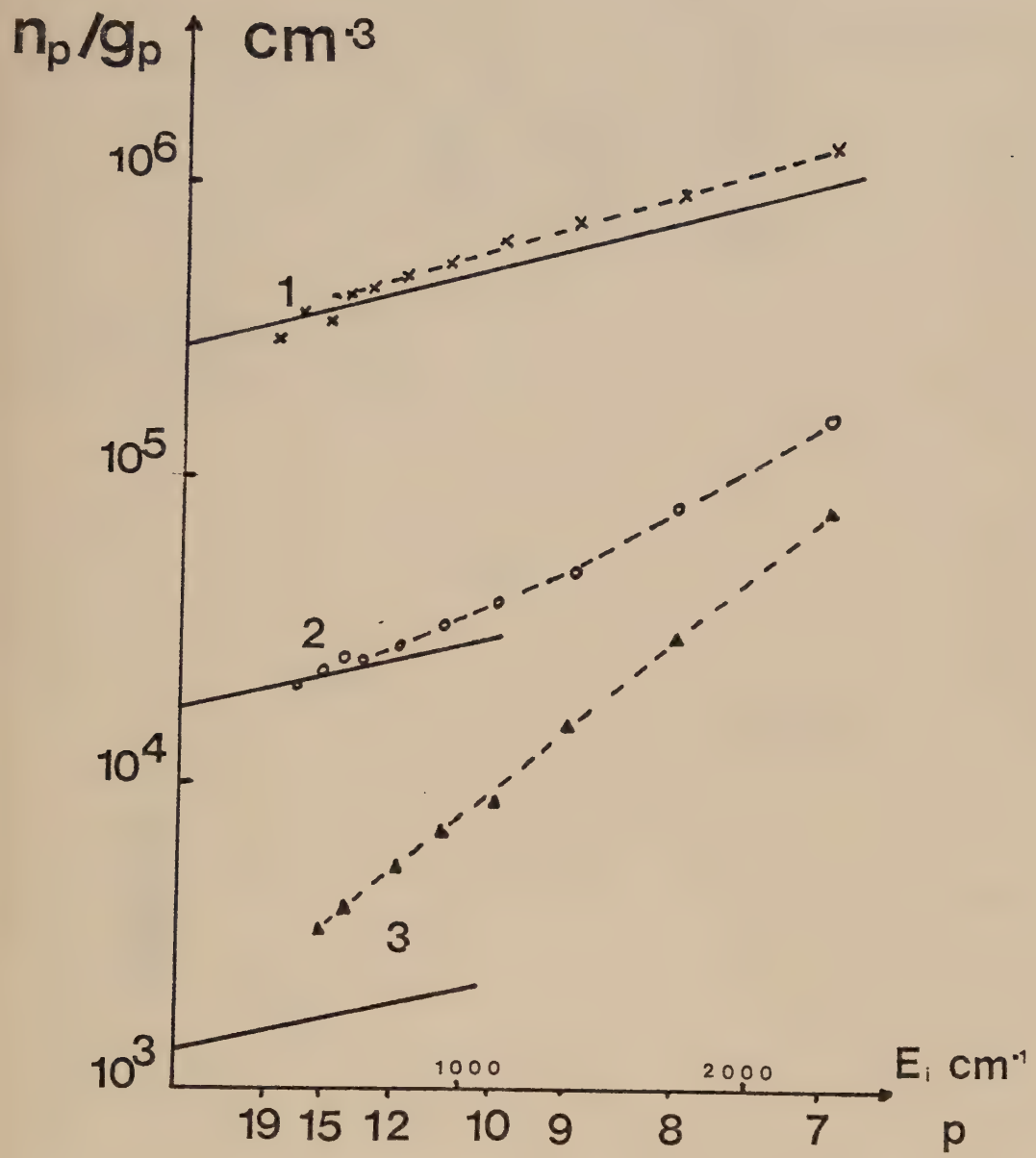

n_{7F} (cm^{-3})
$n_{7F}=f(n_e,p_{He})$
10^6
10^5
10^{11}
10^{12}
10^{13}
n_e
(cm^{-3})
Fig 12
$N_{Cs}=10^{15} cm^{-3}$
Cs pur
p_{He} =7 torr
p_{He} =20 torr
p_{He} =60 torr

Fig 13 $n_p/g_p = f(E_i)$



$N_{Cs}=10^{15}cm^{-3}$, $P_{He}=60$ torr

1. $n_e = 1{,}2 \cdot 10^{13} cm^{-3}$; $T_e = 2370°K$

2. $n_e = 3{,}2 \cdot 10^{12} cm^{-3}$; $T_e = 2470°K$

3. $n_e = 9 \cdot 10^{11} cm^{-3}$; $T_e = 2800°K$

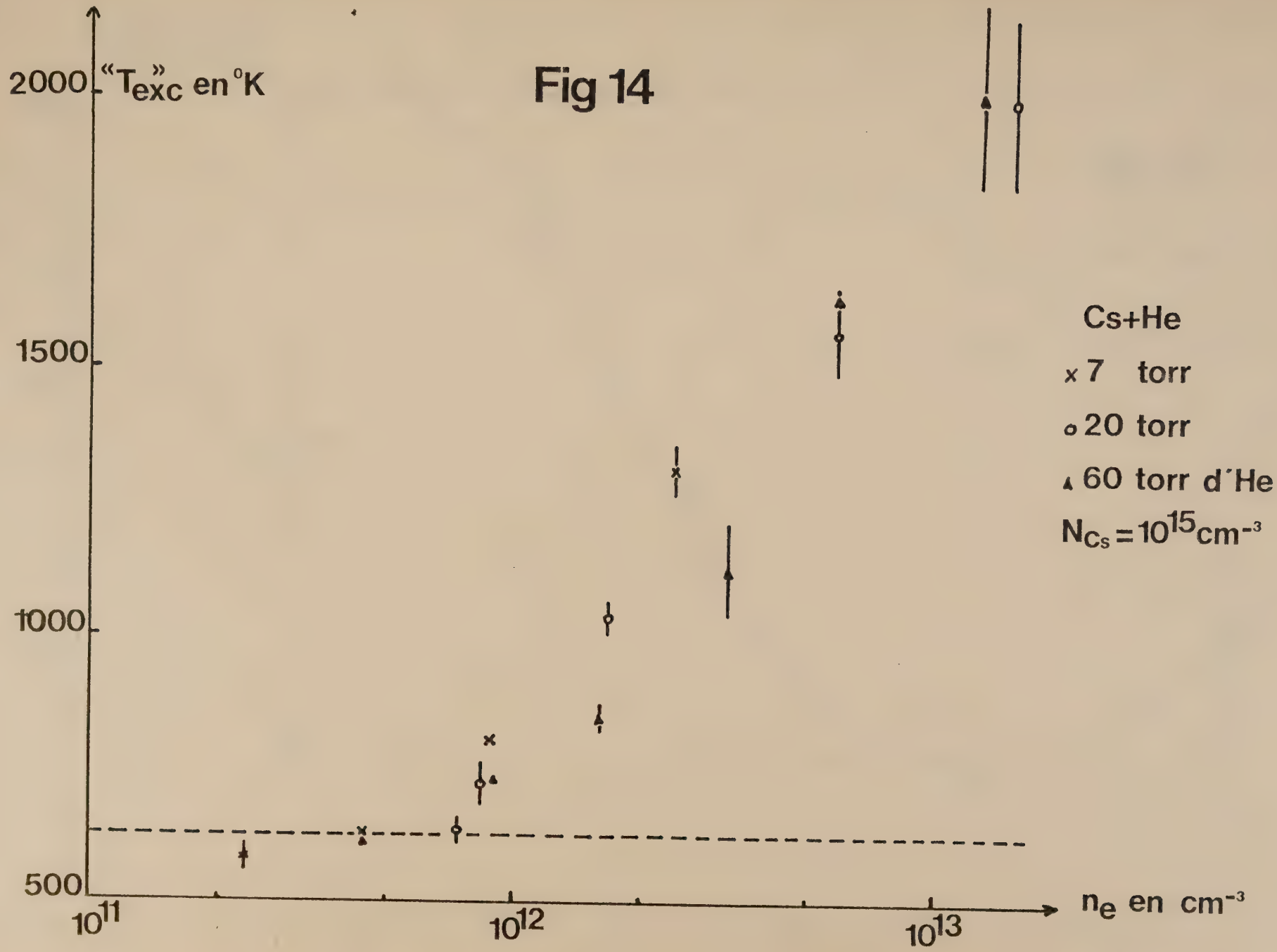


Fig 14
2000
"T_{exc}" en °K
1500
1000
500
10^{11}
10^{12}
10^{13}
n_e en cm^{-3}
Cs+He
x 7 torr
o 20 torr
▲ 60 torr d'He
$N_{Cs} = 10^{15} cm^{-3}$

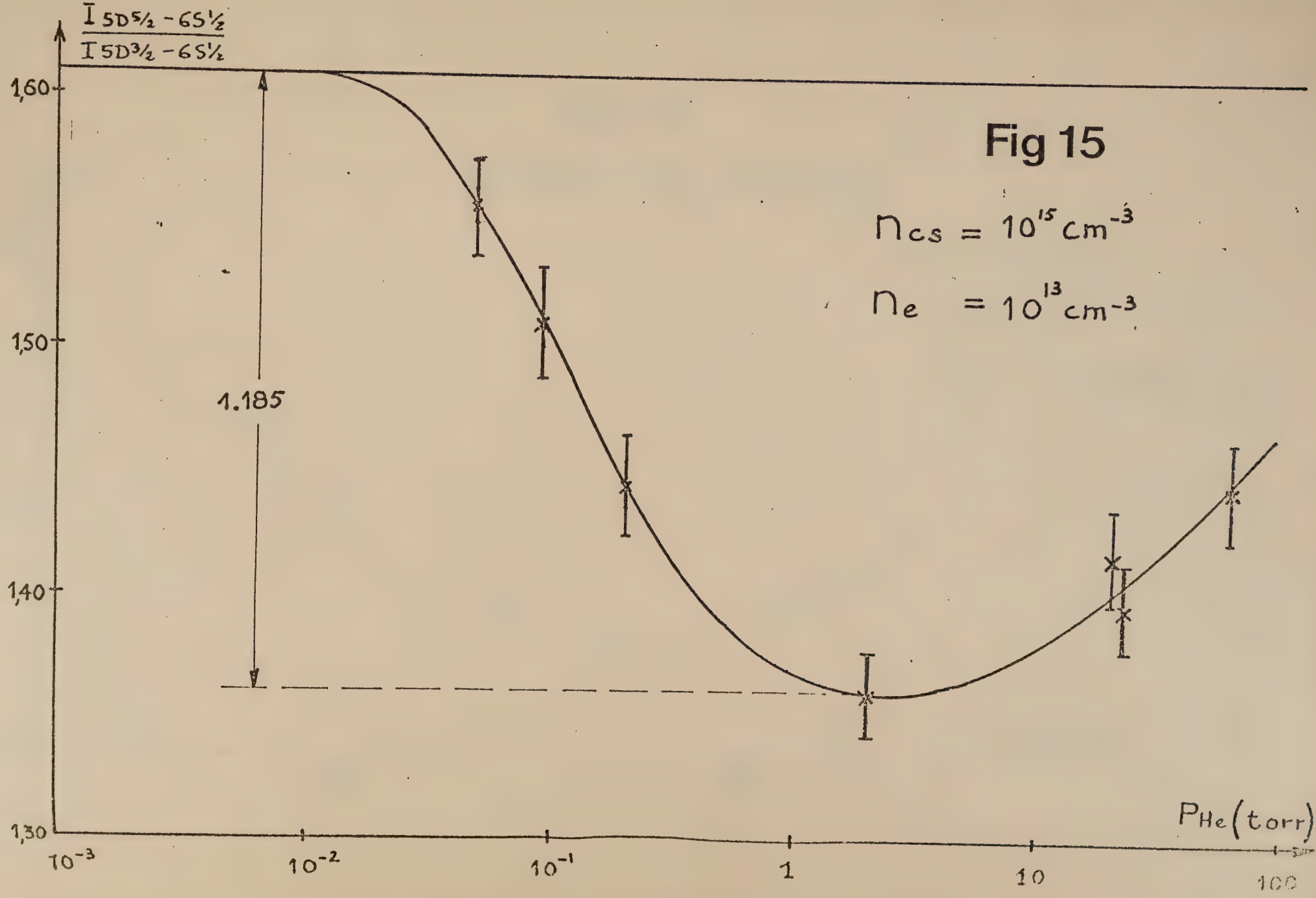
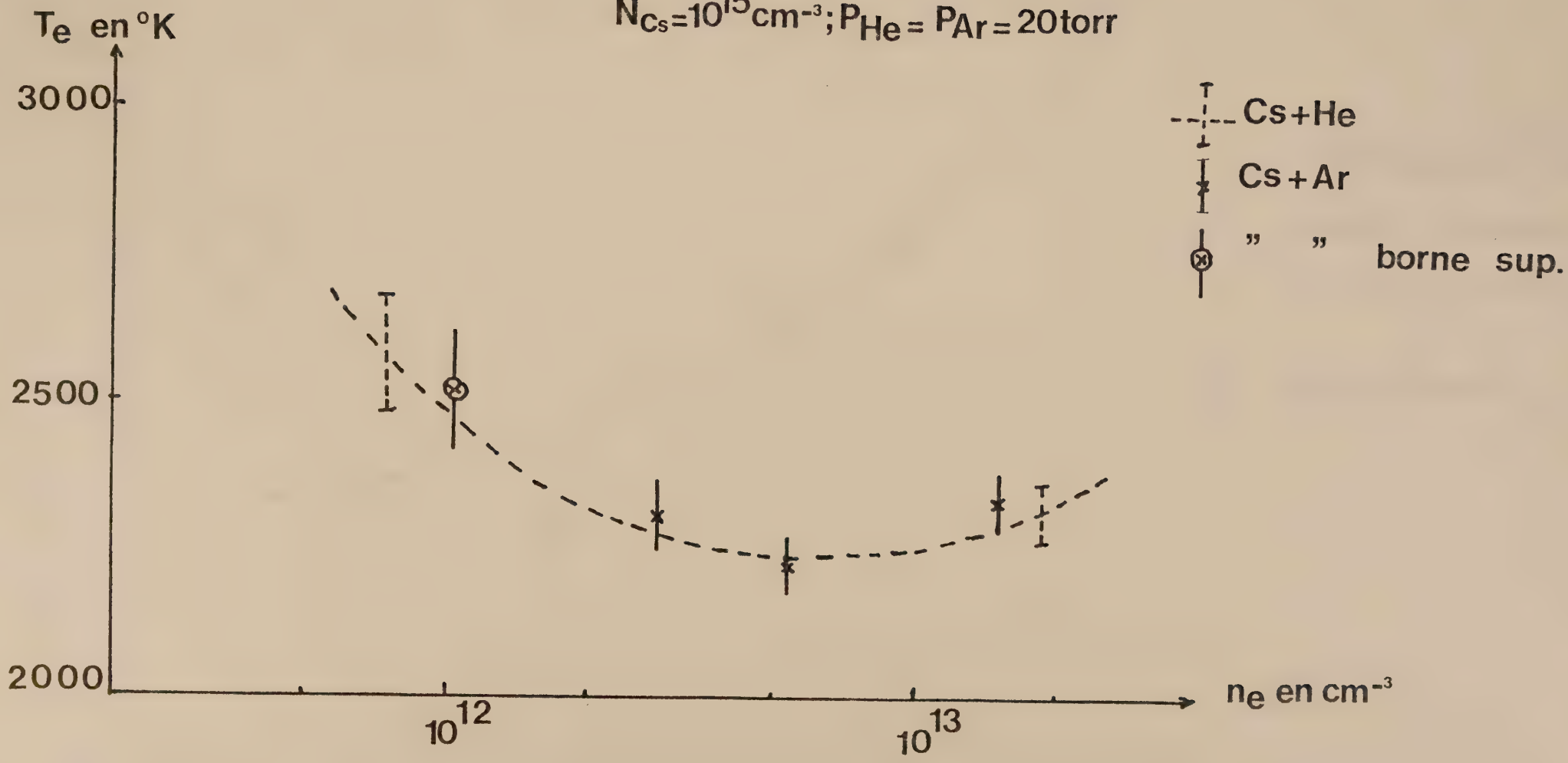

I 5D5/2 - 6S1/2
I 5D3/2 - 6S1/2
1,60
1,50
1,40
1,30
1.185
Fig 15
$n_{Cs} = 10^{15}\,cm^{-3}$
$n_e = 10^{13}\,cm^{-3}$
P_{He} (torr)
10^{-3}
10^{-2}
10^{-1}
1
10
100

Fig 16

$N_{Cs}=10^{15}cm^{-3}$; $P_{He}=P_{Ar}=20$ torr



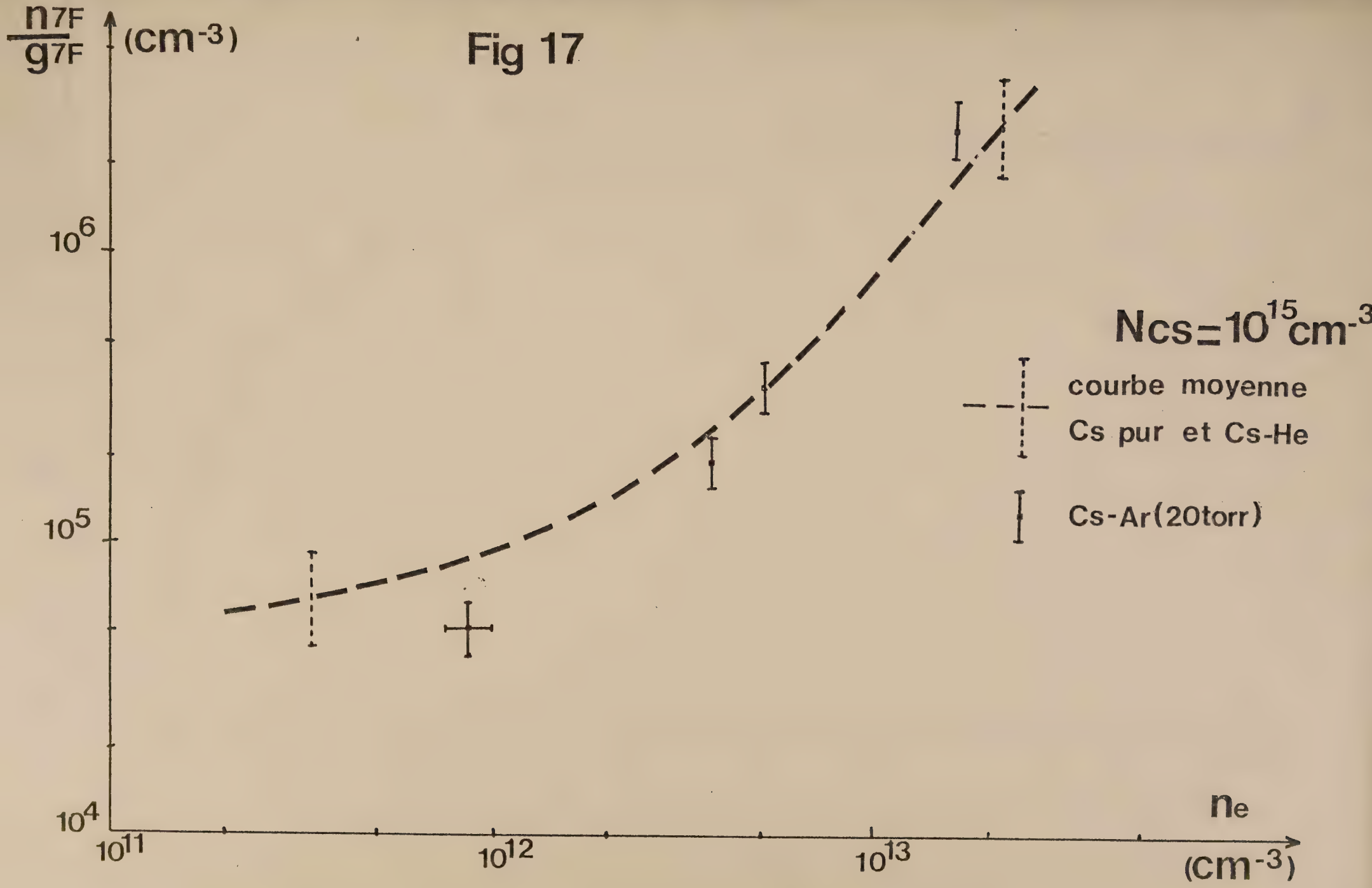

$\frac{n_{7F}}{g_{7F}}$ (cm^{-3})
Fig 17
10^6
10^5
10^4
10^{11}
10^{12}
10^{13}
n_e
(cm^{-3})
Ncs=10^{15}cm^{-3}
courbe moyenne
Cs pur et Cs-He
Cs-Ar(20torr)

Fig 18 Répartition spatiale á 4950 Å

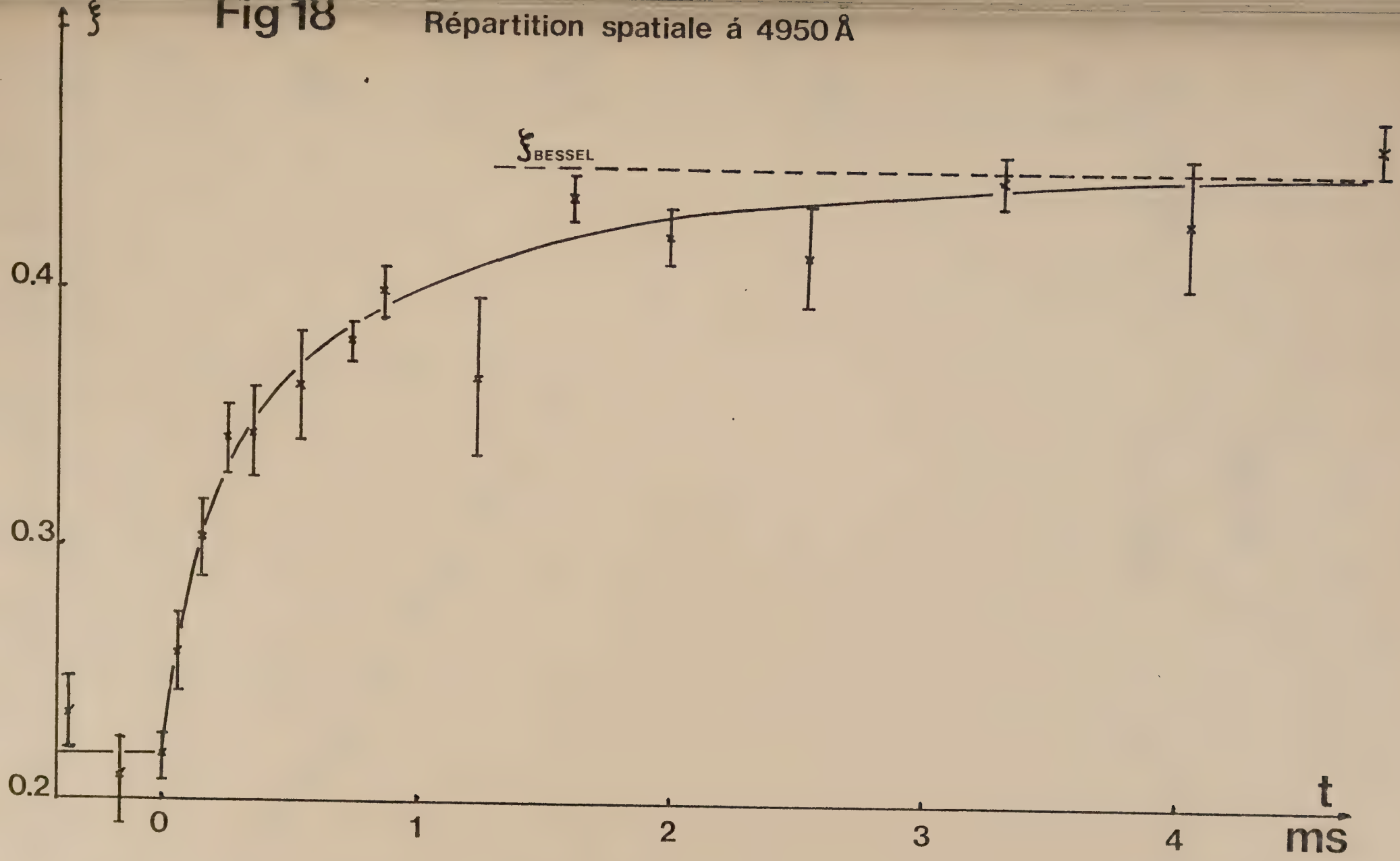
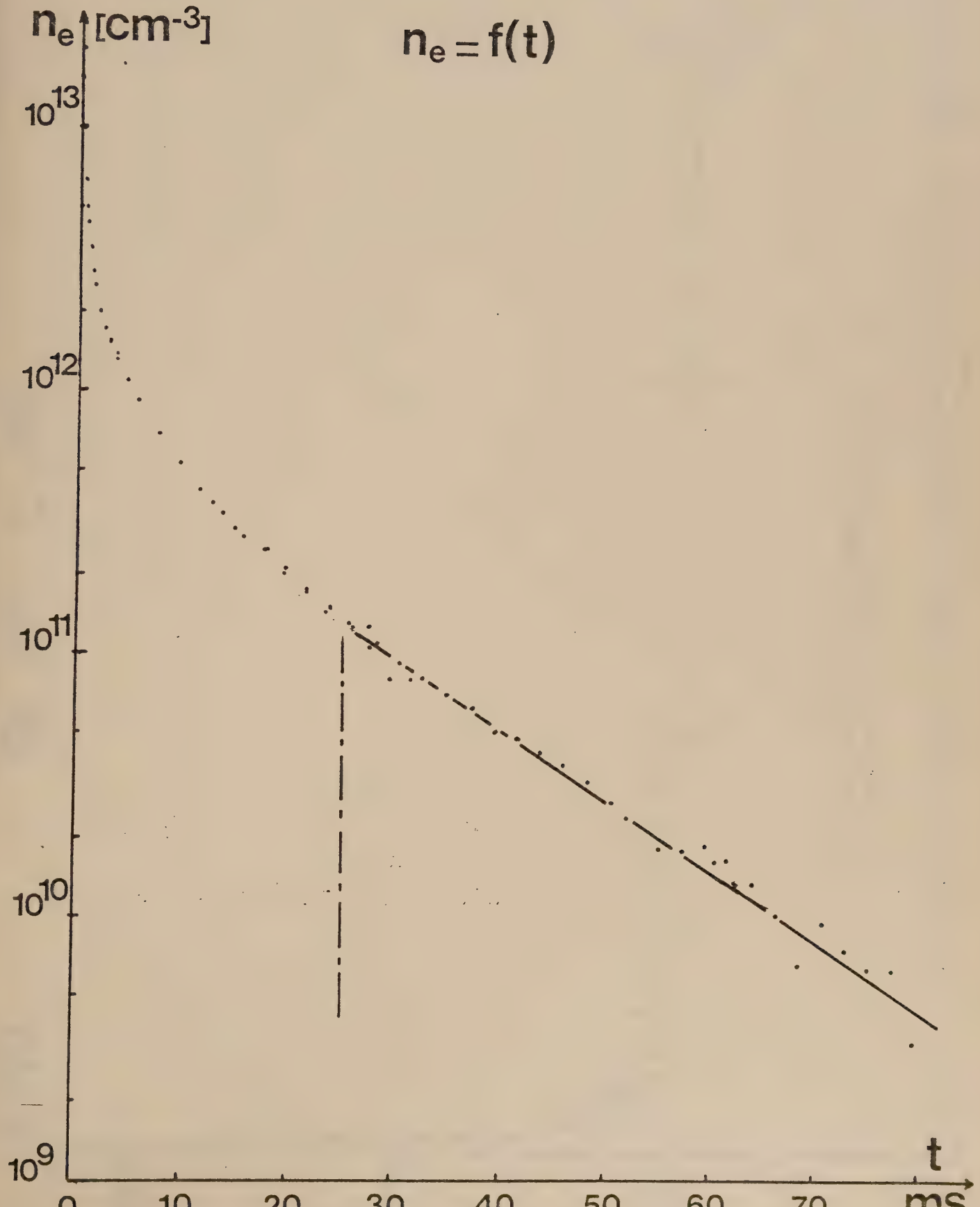


Fig 19

$n_e = f(t)$



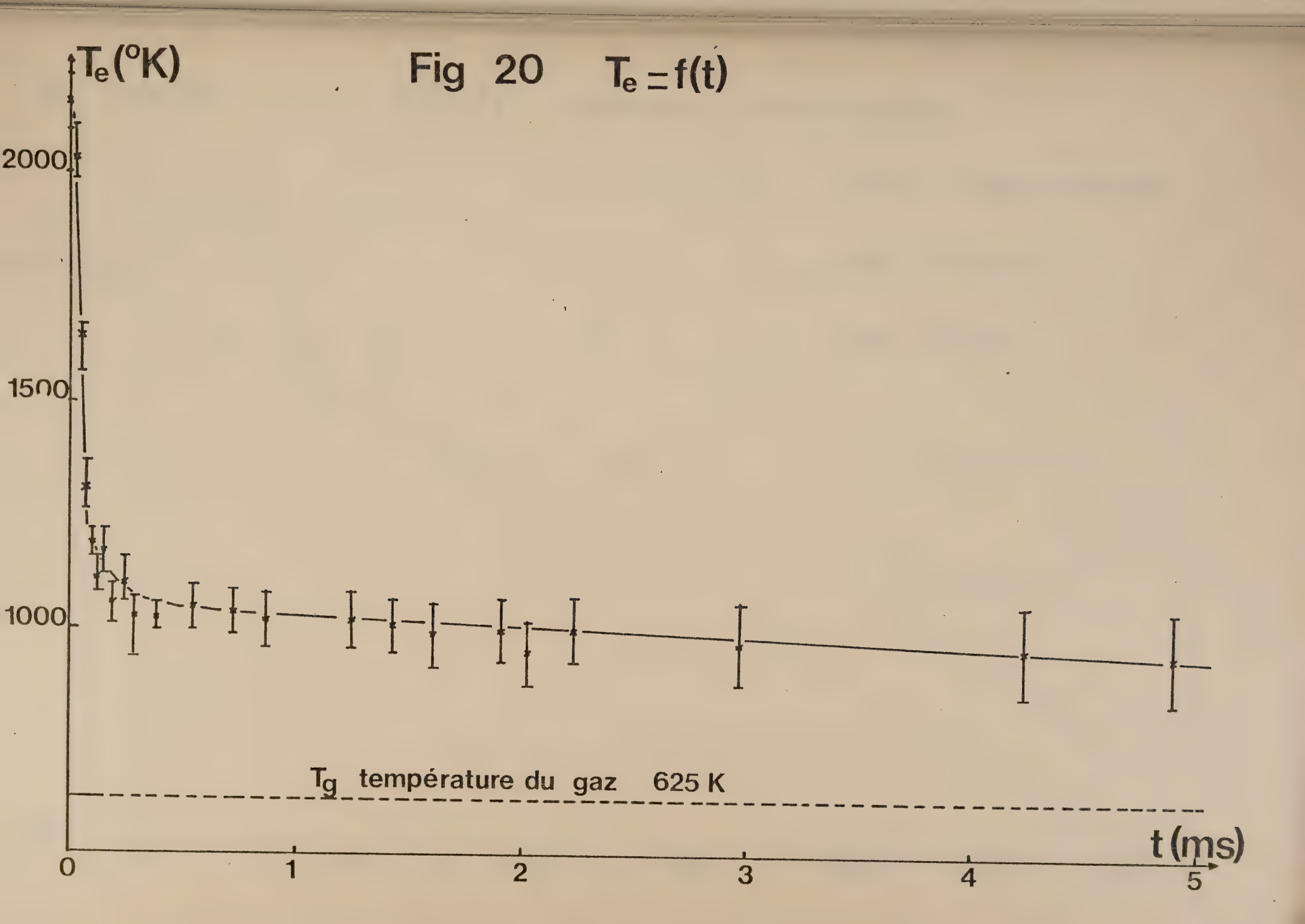


Fig 20 $T_e = f(t)$
T_e (°K)
2000
1500
1000
T_g température du gaz 625 K
t (ms)
0
1
2
3
4
5

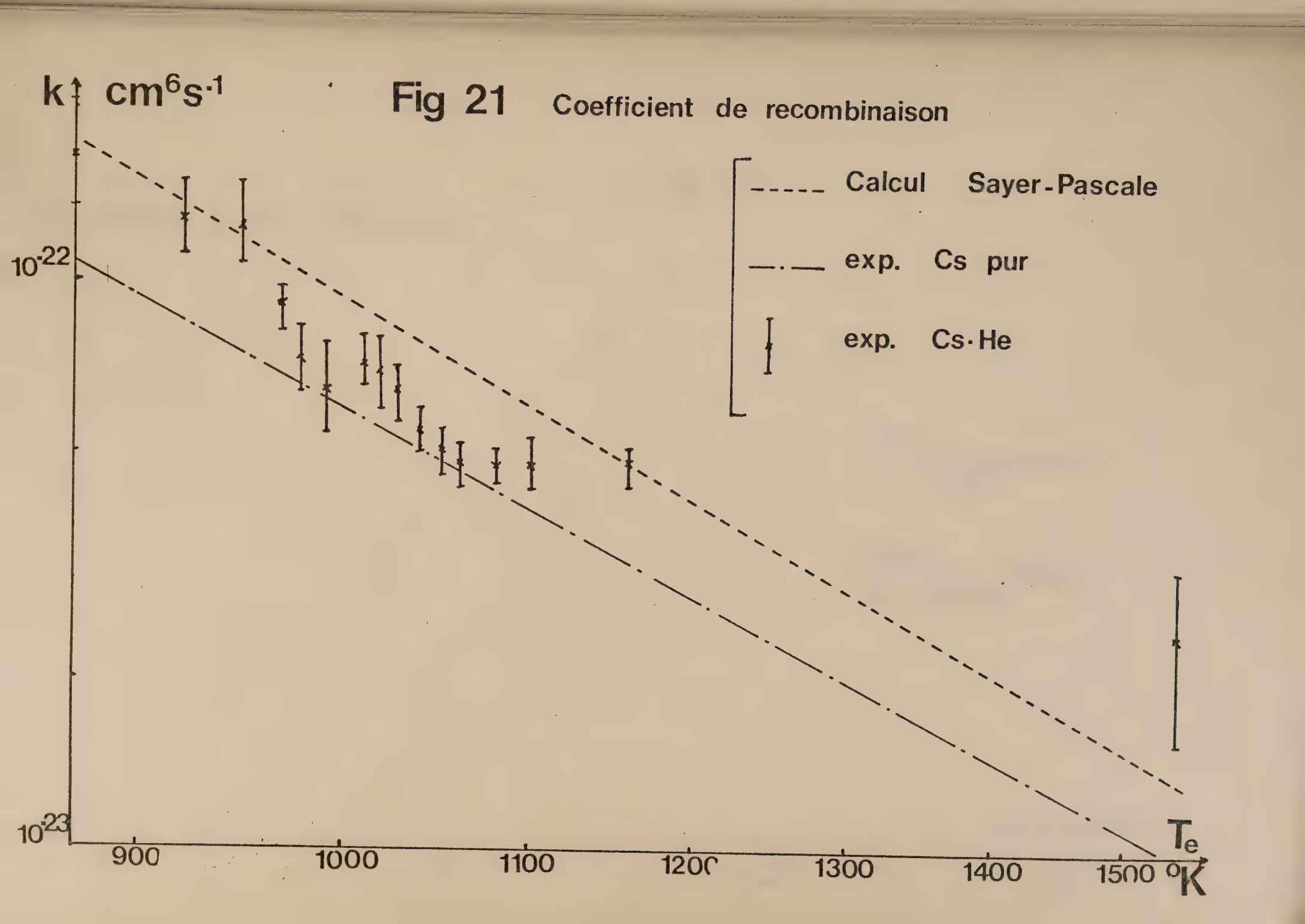

k cm⁶s⁻¹
Fig 21 Coefficient de recombinaison
Calcul Sayer-Pascale
exp. Cs pur
exp. Cs·He
10⁻²²
10⁻²³
900
1000
1100
1200
1300
1400
1500
°K
Te

Fig 22

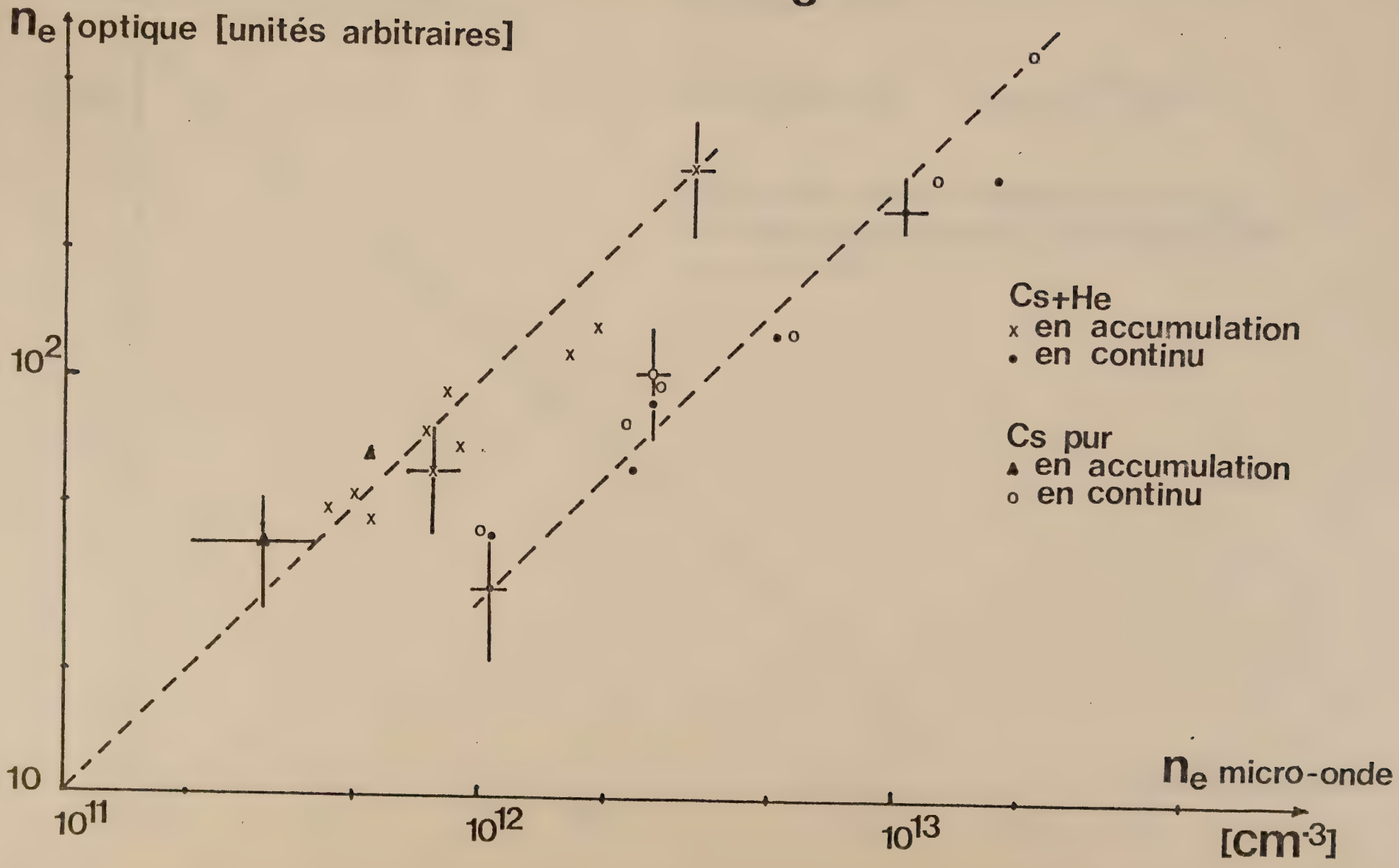
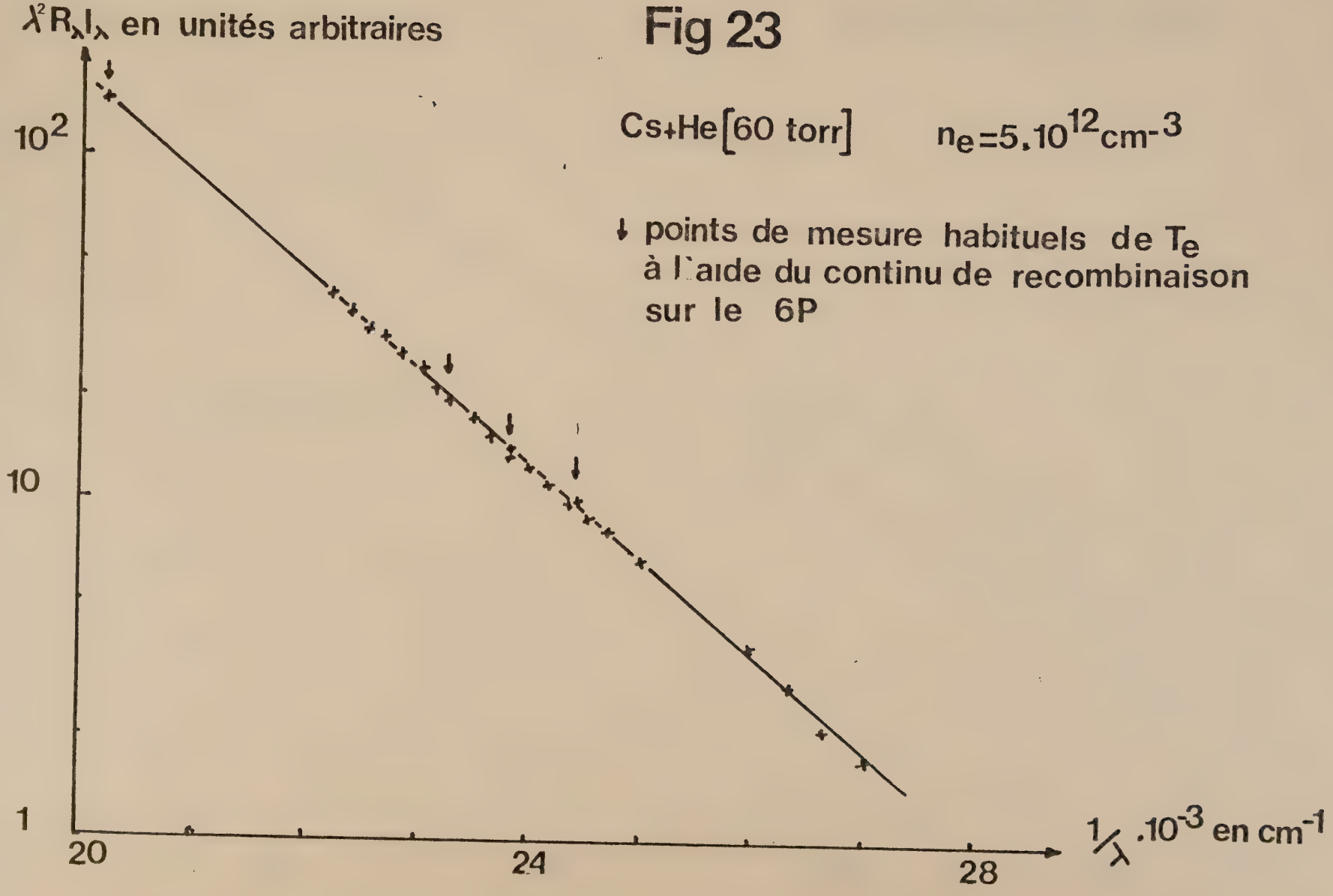

n_e optique [unités arbitraires]
10^2
10
10^{11}
10^{12}
10^{13}
n_e micro-onde
[cm^{-3}]
Cs+He
x en accumulation
• en continu
Cs pur
▲ en accumulation
o en continu

Fig 23



Cs+He[60 torr] $n_e = 5.10^{12} cm^{-3}$

↓ points de mesure habituels de T_e à l'aide du continu de recombinaison sur le 6P

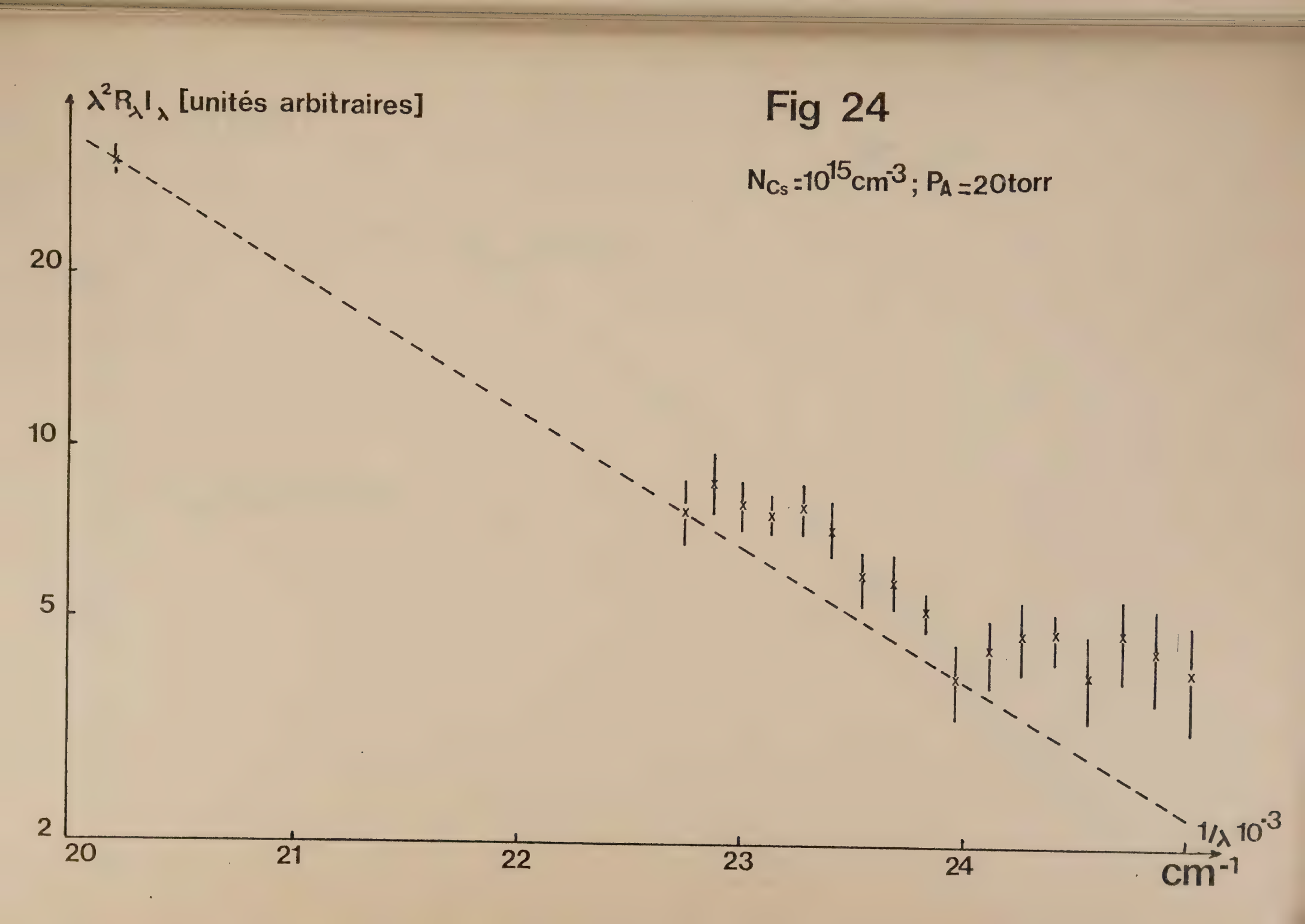
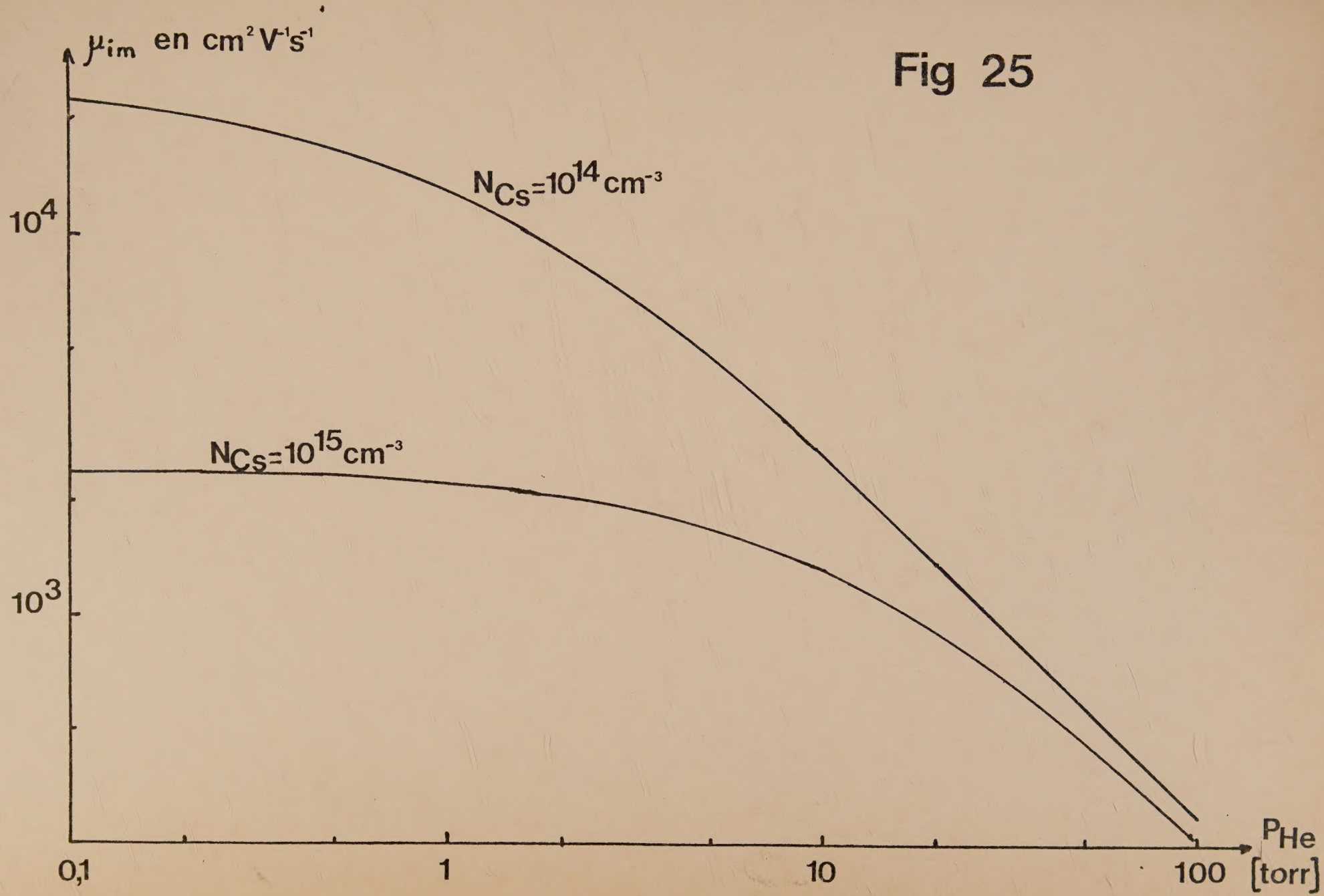

$\lambda^2 R_\lambda I_\lambda$ [unités arbitraires]
Fig 24
$N_{Cs} = 10^{15} cm^{-3}$; $P_A = 20 torr$
20
10
5
2
20
21
22
23
24
$1/\lambda\ 10^{-3}$
cm^{-1}

Fig 25


μ_{im} en $cm^2 V^{-1}s^{-1}$
$N_{Cs}=10^{14}cm^{-3}$
$N_{Cs}=10^{15}cm^{-3}$
10^4
10^3
0,1
1
10
100
P_{He} [torr]